

学位論文

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

The greenhouse effect of radiatively adjusted CO₂ ice cloud in a
Martian paleoatmosphere

光田 千紘

MITSUDA Chihiro

北海道大学 大学院理学研究科 地球惑星科学専攻
Division of Earth and Planetary Sciences,
Graduate School of Science, Hokkaido University

2007 年 12 月 申請

要旨

研究の背景と目的

本研究では、太陽放射入射が弱い条件下において、厚い二酸化炭素大気中に形成される二酸化炭素氷雲が大気熱構造へ与える影響と、その雲によってもたらされる温室効果について、一次元放射対流凝結平衡モデルを構築して調べ、それを古火星に応用した。

地形的証拠から火星はおよそ 38 億年前まで温暖湿潤な気候が生じていたと考えられている。その温暖化メカニズムとして二酸化炭素氷雲による散乱温室効果が有力視されてきた。

散乱温室効果は、雲の放射特性を決める雲粒径や柱密度に強く依存することが従来の研究から示されている。しかし氷雲構造の決定機構については、ほとんど明らかにされていない。従来の研究では、氷雲が大気放射収支に及ぼす影響について調べられてきたが、ここでは氷雲構造はパラメタとして固定されている。

本研究では、まず二酸化炭素氷雲による放射の散乱吸収によって、凝結層が放射平衡を満たすように氷雲構造が定まるフィードバック調節機構が存在することを示す。ここから凝結核数濃度の関数として平衡構造を求めることができる。

放射過程による氷雲構造の調節機構

二酸化炭素氷雲は、大気上層部に形成される凝結層に生じる。氷雲構造の調節は、雲が厚くなると凝結層が放射加熱を受けるようになって雲粒が蒸発し、逆に雲が薄くなると放射冷却を起こして雲粒が成長する、負のフィードバック機構が働くことにより起こる。典型的な計算例として、古火星を想定した現在の火星の 75 % の平均太陽入射と 2 気圧の二酸化炭素および飽和蒸気圧分の水蒸気を与えた場合、凝結核数濃度 ($10^5 - 10^7 \text{ kg}^{-1}$) に依存して放射対流凝結平衡状態での平均雲粒半径は $3 - 20 \mu\text{m}$ に調節される。計算では雲粒の落下は無視しているが、これらの粒径をもつ雲粒の重力落下による消失時間はおよそ 100 日程度であり、これは凝結層の放射時定数 (1 日程度) よりも十分短いことから、氷雲構造の調節は雲粒落下を考慮しても十分に進むと考えられる。調節後の放射対流凝結平衡

状態では、雲の放射特性を無視した放射対流平衡状態に比べて、地表面温度は 20 – 30 K 上昇する。

凝結核濃度が低いほど、より大きな雲粒半径に調節される傾向があり、凝結核数濃度が 10^4 kg^{-1} 以下の場合には、氷雲構造の調節が進む前に雲粒の落下が起こると考えられる。逆に凝結核濃度が非常に高い場合には、小さな雲粒半径へ調節されて太陽放射の後方散乱が卓越するようになり、むしろ雲による反温室効果が生じるようになる。

凝結層の放射平衡化による温室効果

従来の研究では、散乱温室効果は赤外放射が選択的に後方散乱されることによって生ずるとされてきた。これを狭義の散乱温室効果と呼ぶ。

地表面の熱収支は、太陽放射および大気からの赤外放射の入射、対流熱輸送、地表面自身の赤外放射の射出の釣り合いで決まる。狭義の散乱温室効果は、氷雲による放射の散乱によって、地表面への入射フラックスが増加することによって生じる。

その一方で、雲による散乱吸収過程によって凝結層が放射平衡化すると、凝結層から宇宙空間への放射冷却が抑えられて地表面から対流圏への対流熱輸送フラックスが減少し、それによっても温室効果がもたらされる。これは温室効果をより強めるだけでなく、狭義の散乱温室効果が生じていない場合にも温室効果が起こる点で重要である。

古火星大気への応用

38 億年前の火星に 2 気圧以上の二酸化炭素大気が存在すれば、氷雲の散乱温室効果によって地表面に液体の水が存在する温暖な気候が説明できる。温室効果の強さは凝結核濃度に依存する。火山噴火、隕石衝突、宇宙線強度変化などにより凝結核濃度は変化すると考えられる。古火星では凝結核濃度の変動が生じ、それによってたびたび温暖な気候がもたらされたのかもしれない。雲粒は 100 – 300 日で落下するため、もしも凝結核の供給がなければ温暖な気候状態の継続時間もこの程度となる。本研究から予想されるこのような大気構造の変動性は、地形学的証拠から古火星の温暖な気候が一時的ないし間欠的だったと推測されていることと調和的である。

液体の水が存在可能性な惑星条件

従来考慮されてこなかった、凝結層の放射平衡化による温室効果が存在するため、Habitable Zone は従来の推定よりも外側へ広い可能性がある。火星に等しい質量の惑星に 10 気圧の二酸化炭素大気が存在した場合に 38 億年前の太陽光度条件下で地表面温度が水の融点を超える最大軌道半径は、このモデルでは 2.9 AU に達する。これは雲を無視

した場合の推定のほぼ倍の値である。主系列星のタイプとして F, G, K, M 型星を想定した計算を行い, いずれの場合にも, 雲の光学特性を無視したモデルによる推定値のほぼ倍の最大軌道半径が得られた。

目次

第 1 章	研究背景と目的	1
1.1	概要	1
1.2	現在の火星気候	1
1.3	古火星気候	2
1.3.1	地形学から示唆される温暖な気候	2
1.3.2	これまでに提案された温暖化メカニズム	2
1.3.3	二酸化炭素氷雲の散乱温室効果に関する従来の研究	3
1.4	本研究の目的	4
1.5	論文の構成	5
第 2 章	一次元放射対流凝結平衡モデル	11
2.1	概略	11
2.2	計算設定	15
第 3 章	結果と考察	19
3.1	鉛直構造の時間発展	19
3.2	氷雲による強い温室効果が生じる理由	22
3.3	凝結核数濃度依存性	24
3.4	大気圧依存性	29
3.5	凝結層の対流安定性	32
3.5.1	放射冷却による鉛直対流の励起と凝結の競合	32
3.5.2	凝結層の静的安定度	34
3.6	雲粒落下の影響	37
3.7	古火星気候の温暖化への応用	39
3.8	系外惑星への応用	41
3.8.1	惑星質量への依存性	41
3.8.2	中心星スペクトルへの依存性	45

3.8.3	Habitable Zone の外側境界	51
第 4 章	結論	57
	謝辞	59
付録 A	静的安定度の定式化	61
A.1	静的安定度の定義式	61
A.2	断熱時の雲質量混合比勾配の導出	62
付録 B	放射対流凝結平衡モデルの定式化	65
B.1	鉛直座標	65
B.2	放射加熱	66
B.3	時間積分	66
B.4	CO ₂ 凝結蒸発過程	67
B.5	対流調節過程	67
付録 C	放射伝達モデルの定式化	69
C.1	基礎方程式	69
C.2	放射フラックスの定式化	71
C.2.1	太陽放射波長領域のフラックス	74
C.2.2	赤外放射波長領域のフラックス	75
C.3	光学係数	78
C.3.1	線吸収	78
C.3.2	CO ₂ 圧力励起帯	79
	0–300 cm ⁻¹	79
	1150–1850 cm ⁻¹	80
C.3.3	H ₂ O 連続吸収	81
C.3.4	レイリー散乱係数	82
C.3.5	ミー散乱係数	83
C.4	補遺	87
C.4.1	半球平均近似	87
C.4.2	Eddington 近似	88
C.4.3	δ 近似	90
付録 D	k 分布法の吸収係数データベースの作成	93
D.1	吸収係数	93

D.1.1	吸収線強度	93
D.1.2	吸収線型	94
	ローレンツ線型	94
	ドップラー線形	95
	ボイド線型	95
	線型の補正	96
D.2	吸収係数の離散化	96
D.3	補遺	98
D.3.1	吸収線データベース	98
D.3.2	吸収線強度の導出	100
D.3.3	ボイド関数の近似式	101
付録 E	補遺	105
E.1	表面張力が蒸気圧へ与える影響	105
E.2	ストークス沈降速度	106
E.3	粘性係数	109
参考文献		111

図目次

1.1	バレーネットワークの一例. Viking Orbiter による撮像. 画像の横幅は およそ 160 km.	6
1.2	理論上推測される太陽光度の時間変化 (赤, Gouth 1981) と, その太陽光 度下における火星軌道での有効放射温度 (青). ただし, 火星のアルベドは 0.216 で固定している.	7
1.3	雲による散乱温室効果の模式図.	8
1.4	二酸化炭素の凝結の有無や雲の有無による大気構造の変化. Colaprate and Toon (2003), Fig 9 を改変.	9
2.1	モデルでの計算の流れの模式図	12
2.2	大気圧 2 気圧, 晴天大気条件での放射対流平衡構造において放射伝達モ デルで計算された赤外波長に対する光学的深さの波数分布. 1 カラムご とに相関 k 分布法で求めた各バンドでの平均的な光学的深さを示す. 各 線は高度が異なり, 地表 (青), 凝結層下端 (緑), 凝結層上端 (赤) を示す.	13

2.3	二酸化炭素の結晶. 水氷 (右図左上) と異なり球形に近い形をしている. 左) 実験により作られた二酸化炭素氷結晶 (Komabayashi, 1970). - 100 °C の窒素ガス中 (大気圧 1 気圧) の場合. 右) 二酸化炭素氷の模型図. http://www.exo.net/~pauld/Mars/4snowflakes/martiansnowflakes.html より取得.	14
3.1	気温 (左) および雲粒サイズ (中) の鉛直構造および放射加熱率 (右) のス ナップショット. 緑線は初期状態を表す. また青線は二酸化炭素の飽和蒸 気圧曲線である. 大気圧 2 気圧, 凝結核数濃度は 10^7 kg^{-1} の場合. 時間 はそれぞれ (a) 0 秒, (b) 10^3 秒, (c) 10^4 秒, (d) 10^5 秒, (e) 10^6 秒, (f) 10^7 秒, (g) 10^8 秒, (h) 10^9 秒である.	20
3.2	(a) 雲柱密度 (赤) および地表面温度 (緑) の時間変化. (b) 雲層 (赤) お よび対流圏全体の放射加熱率 (緑) の時間変化. 対流調節を行った層を対 流圏とし, 地表面を含む対流圏への正味放射入射量を対流圏の大気質量で 割った値をを対流圏の放射加熱率と定義する. 大気圧 2 気圧, 凝結核混合 比 10^7 kg^{-1} の場合. 値の不連続は鉛直離散化の影響で生じたものである.	21
3.3	放射対流凝結平衡状態にある大気構造の凝結核数濃度への依存性. 凝結 核数濃度以外のパラメタは標準値を用いた. (a) は地表面温度, (b) は平 均雲粒半径, (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.	25
3.4	大気上端 (赤) および地表面 (緑) での上向き赤外放射フラックス. 各パ ラメタはすべて標準値を用いた.	26
3.5	放射対流凝結平衡状態における大気構造の凝結核数濃度依存性. 凝結核 数濃度以外のパラメタは標準値を用いた. 各線はそれぞれ凝結核数濃度 が異なり, 10^3 kg^{-1} (緑), 10^4 kg^{-1} (紫), 10^5 kg^{-1} (赤), 10^6 kg^{-1} (水色), 10^7 kg^{-1} (黄), 10^8 kg^{-1} (黒) の値を示している. 青線は二酸化炭素の飽 和蒸気圧曲線である.	27
3.6	(a) 平均雲粒径 (赤) および地表面温度 (緑) の時間変化. (b) 雲層 (赤) および対流圏全体の放射加熱率 (緑) の時間変化. ただし, 凝結核数濃度 はそれぞれ (a) 10^3 kg^{-1} , (b) 10^4 kg^{-1} , (c) 10^5 kg^{-1} , (d) 10^6 kg^{-1} , (e) 10^7 kg^{-1} , (f) 10^8 kg^{-1} , (g) 10^9 kg^{-1} を与えた. それ以外のパラメタは 標準値である.	28

3.7 放射対流凝結平衡状態にある大気構造の大気圧依存性. 大気圧以外のパラメタは標準値を用いた. (a) は地表面温度であり, 赤線は雲を考慮した場合, 紫線は晴天大気の場合, 緑線は晴天大気において凝結層に放射冷却を打ち消す加熱を加えた場合の値である. 青線は二酸化炭素の飽和蒸気圧曲線である. (b) 雲粒平均粒径, (c) 雲柱密度である. 29

3.8 放射対流凝結平衡構造の大気圧依存性. 大気圧以外のパラメタは標準値を用いた. 各線はそれぞれ大気圧が異なり, 0.5 気圧 (緑), 1 気圧 (紫), 2 気圧 (赤), 3 気圧 (水色), 5 気圧 (黄), 10 気圧 (黒) の値を示している. 青線は二酸化炭素の飽和蒸気圧曲線である. 30

3.9 雲の赤外放射の後方散乱による温室効果の大気圧依存性. 各線はそれぞれ凝結核混合比が異なり, 10^3 kg^{-1} (黒), 10^4 kg^{-1} (緑), 10^5 kg^{-1} (青), 10^6 kg^{-1} (紫), 10^7 kg^{-1} (赤), 10^8 kg^{-1} (水色) の値を示している. 大気圧, 凝結核数濃度以外のパラメタは標準値を用いた. 31

3.10 放射対流凝結平衡構造での凝結時間の凝結核数濃度依存性. 各線はそれぞれ大気圧が異なり, 0.5 気圧 (緑), 1 気圧 (青), 2 気圧 (赤), 3 気圧 (紫), 5 気圧 (水色), 10 気圧 (黄) の値を示している. 凝結核数濃度および大気圧以外のパラメタは古火星標準モデルを用いた. 33

3.11 放射対流凝結平衡状態での静的安定度の鉛直分布. 各線はそれぞれ凝結核数濃度が異なり, 10^3 kg^{-1} (緑), 10^4 kg^{-1} (紫), 10^5 kg^{-1} (赤), 10^6 kg^{-1} (水色), 10^7 kg^{-1} (黄), 10^8 kg^{-1} (黒) の値を示している. 凝結核数濃度以外のパラメタは標準値を用いた. 36

3.12 落下による雲の消失時間の凝結核数濃度依存性. 各線は大気圧が異なる. これら以外のパラメタは標準値を用いた. 38

3.13 雲を考慮した場合の地表面温度の大気圧依存性. 各線は凝結核数濃度が異なり, 10^{-5} kg^{-1} (青), 10^{-6} kg^{-1} (紫), 10^{-7} kg^{-1} (赤), 10^{-8} kg^{-1} (緑) である. また, 灰色の線は雲が存在しない場合の値を示しており, 実線は Pollack *et al.* 1989 と同様に二酸化炭素の凝結を考慮しない場合, 破線は Kasting 1991 と同様に凝結による熱構造の変化のみを考慮した場合 (晴天大気条件) である. 現在の地球および火星の大気圧を参考のために上に示した. 大気圧および凝結核数濃度以外のパラメタは標準値を用いた. 39

3.14	等しい大気柱密度を与えた場合の放射対流凝結平衡構造の重力加速度依存性. 大気柱密度は, 火星の重力加速度のもとで大気圧 2.0 気圧の場合の値 ($5.37 \times 10^5 \text{ kg m}^{-2}$) を与えている. 重力加速度, 大気圧以外のパラメータには標準値を与えた. (a) は地表面温度であり, 赤線は雲を考慮した場合, 青線は晴天大気での場合, 緑線は晴天大気において凝結層を放射平衡化させる加熱を加えた場合の値である. (b) 平均雲粒半径, (c) 雲柱密度である.	42
3.15	図 3.14 と同様. ただし, 大気圧を 2 気圧に固定した.	43
3.16	雲消失時間の重力加速度および凝結核数濃度の依存性. 大気柱密度を固定. それ以外のパラメータは標準値を与えた.	43
3.17	鉛直構造の重力加速度依存性の模式図	44
3.18	中心星の放射スペクトル. ただし惑星へ入射する単位面積あたりの入射放射フラックス (110 W m^{-2}) は固定. 各線は中心星表面温度が異なり, 緑: 7200 K (F0 型), 青: 6000 K (G0 型), 赤: 5780 K (Sun), 紫: 5300 K (K0 型) 水色: 3900 K (M0 型) である.	46
3.19	惑星アルベドの中心星表面温度依存性 (赤). それ以外のパラメータは標準値を与えた. 緑線は地表面の反射率である.	47
3.20	放射対流平衡状態における地表面温度の中心星温度依存性. 赤線は凝結を考慮した際の晴天大気での地表面温度, 緑線は凝結を無視した場合の地表面温度である. 参考値として黒線で有効放射温度を示した. 中心星温度以外のパラメータは標準値を与えた.	48
3.21	放射対流凝結平衡状態における大気構造の中心星表面温度依存性. 中心星温度以外のパラメータは標準値を与えた. (a) は地表面温度であり, 赤線は雲を考慮した場合, 青線は晴天大気での値, 緑線は晴天大気において凝結層を放射平衡化する加熱を与えた場合の値である. (b) は平均雲粒半径, (c) は雲柱密度である.	49
3.22	放射対流凝結平衡状態における地表面温度の中心星表面温度依存性. 各線はそれぞれ凝結核数濃度が異なり, 紫: 10^5 kg^{-1} , 水: 10^6 kg^{-1} , 赤: 10^7 kg^{-1} , 黒: 10^8 kg^{-1} である. 参考値として晴天大気放射加熱実験での値を示した. 中心性表面温度及び凝結核数濃度以外のパラメータは標準値を与えた.	50

3.23	放射対流凝結平衡状態の太陽放射入射量依存性. 凝結核数濃度は 10^6 kg^{-1} , 大気圧 10 気圧の場合. それら以外のパラメタは標準値を与えた. (a) は地表面温度で, 赤線は雲を考慮した場合, 緑線は晴天大気において凝結層の放射冷却を打ち消す加熱を与えた場合の値である. (b) は平均雲粒半径, (c) は雲面密度である.	52
3.24	放射対流凝結平衡状態における地表面温度の太陽放射入射量依存性. 各線は凝結核数濃度が異なり, 青線は 10^5 kg^{-1} 赤線は 10^6 kg^{-1} 紫線は 10^7 kg^{-1} の場合である. 大気圧は 10 気圧とし, それら以外のパラメタは標準値を与えた. 緑線は晴天大気において凝結層の放射冷却を打ち消すを加熱を与えた場合の値である.	53
3.25	放射対流凝結平衡状態における地表面温度の軌道半径依存性. 各線は雲の凝結核数濃度が異なり, 青は 10^5 kg^{-1} , 赤は 10^6 kg^{-1} , 紫は 10^7 kg^{-1} , 水色は 10^8 kg^{-1} の値である. 参考のために, 緑線は晴天大気において凝結層の放射冷却を打ち消す加熱を与えた場合の値 (緑) と, 水の凝固点 (灰色) を記した. 大気圧 10 気圧, 中心星温度 $5.37 \times 10^3 \text{ K}$ の場合. 各パネルは重力加速度が異なり, それぞれ (a) 1.29 m s^{-2} (b) 3.72 m s^{-2} (c) 9.80 m s^{-2} (d) 17.4 m s^{-2} である.	54
3.26	放射対流凝結平衡状態における地表面温度の太陽放射入射量依存性. 各線は雲の凝結核数濃度が異なり, 紫は 10^5 kg^{-1} , 赤は 10^6 kg^{-1} , 水色は 10^7 kg^{-1} の値である. 参考のために, 緑線は晴天大気において凝結層の放射冷却を打ち消す加熱を与えた場合の値 (緑) と, 水の凝固点 (灰色) を記した. 中心星スペクトルはそれぞれ (a) M0 型 (b) K0 型 (c) G0 型 (d) F0 型である. 大気圧 10 気圧, それ以外のパラメタには古火星標準モデル値を与えた.	55
C.1	用いる座標系. ただし, j の符号は省略している.	72
C.2	用いた CO_2 ice の複素屈折率. 基データは Warren (1986).	84
C.3	H_2O の複素屈折率. 赤線は水, 緑線は氷のデータ. 基データはそれぞれ Hale and Querry (1973), Warren (1984) である.	85
C.4	CO_2 光学定数 (上:消散効率, 中:第一次散乱アルベド, 下:非対称因子). 複素屈折率を用いて Mie 理論より算出した. 線の色はそれぞれ粒子半径が異なる (赤: $1 \mu\text{m}$, 緑: $5 \mu\text{m}$, 青: $10 \mu\text{m}$).	86
D.1	左図) 波数の関数とした二酸化炭素の吸収断面積. 右図) 積算確率の関数とした吸収断面積 (赤線) と積算確率で離散化したもの (青線).	97

D.2	HITRAN 2004 に登録されている吸収線データ (Rothman <i>et al.</i> 2005).	99
E.1	表面張力による蒸気圧の変化割合. 横軸は粒子半径である.	106
E.2	ストークス沈降速度の粒径依存性. 赤線は火星条件, 緑線は地球条件. . .	107
E.3	粒子が終端速度に達した際にレイノルズ数. 古火星条件. 各線は与えた大 気密度が異なる. レイノルズ数が 10 を超えるとストークスの抵抗法則が 破綻する事が経験的に知られている.	108
E.4	CO ₂ 粘性係数の温度依存性	109

第 1 章

研究背景と目的

1.1 概要

火星は惑星の歴史の大部分に渡る気候変動の地質記録が残されている太陽系内唯一の地球型惑星である。地形学的証拠から、初期の火星では液体の水が地表に安定に存在できる温暖な気候がたびたび生じていたことが示唆されている。当時の太陽は現在よりも暗かったと推定されており、そのような条件下で温暖な気候が生じるというパラドックスは、惑星気候研究上の大きな問題として認識されてきた。

本研究では二酸化炭素氷雲の形成が高圧の二酸化炭素-水蒸気大気の鉛直構造と熱収支に及ぼす影響を、雲粒の凝結蒸発過程を組み込んだ高精度の放射計算を行うことにより明らかにする。これを通じて古火星が温暖化するのに必要な大気条件を導くことを主な目的とする。

1.2 現在の火星気候

太陽系の第 4 惑星である火星は、薄い二酸化炭素大気をまとう冷たく乾燥した砂漠の惑星として知られている。太陽放射の入射量は地球の 43 % であるため、有効放射温度は 216 K と地球のそれと比べて 40 K も低い。温室効果ガスである二酸化炭素が大気の主成分であるが、大気圧が地球の 1/200 しかないため温室効果はほとんど効かず、地表面温度の全球年平均値は 218 K である (例えば Houghton 2002)。地表面温度の緯度経度差は地球と比較して大きく、特に太陽直下点付近では、水の凝固点である 273 K まで上昇するが、

気圧が低いため液体の水は安定に存在できない。

1.3 古火星気候

1.3.1 地形学から示唆される温暖な気候

ノアキス期後期, およそ 38 億年前までの火星には, 現在よりも温暖な気候がたびたび生じていたことが, いくつかの地形学的証拠から示唆されている。そのうち最も顕著なものは, バレーネットワーク (図 1.1) と呼ばれる, 流域の広がり数十から数百 km に達する大規模な流水地形であり, これらは古い形成年代を示す高クレーター密度地域に多く存在している。その形成要因には降水や地下水の流出があげられているが, いずれにせよ液体の水が地表面で安定に存在できるほど暖かい気候が当時生じていた事を示す (Jakosky and Phillips 2001)。その一方, 地表には多くのクレーターが残存しており, 当時の地表面風化率は現在の地球よりも低いと推測される (Golombek and Bridges 2000)。このことから温暖な気候の下で水循環は生じていたが, それは一時的ないし間欠的なものであったと考えられる (佐々木 1997)。

1.3.2 これまでに提案された温暖化メカニズム

古火星は, 温暖な気候が生じるには現在よりも不利な条件下にある。恒星進化の理論から太陽光度は徐々に増加してきたと考えられており, 当時の太陽光度は現在の 75 % ほどしかないと推定される (Newman and Rood 1977, Gough 1981)。そのため, もしアルベドが不変なら有効放射温度は 198 K と今よりも 20 K ほど低く, 温暖な気候が生じるためには, 約 75 K もの強い温室効果が必要となる (図 1.2)。

その温暖化メカニズムとしてまず考えられたのが厚い二酸化炭素大気による温室効果である。Pollack *et al.* (1987) は, 紫外線による光分解に対して安定な二酸化炭素を主成分とする大気の温室効果を見積もり, 当時の暗い太陽の条件下でも 5 気圧以上の大気圧があれば, 強い温室効果が生じ, 地表面温度が水の凝固点を越えるとする結果を示した。

しかしながら, 彼らの計算で無視されていた対流圏上部で生じる二酸化炭素の凝結を考慮すると, 潜熱加熱によって凝結層の温度が上昇し, 宇宙空間への放射冷却が強くなるため, どんなに二酸化炭素を増加させても十分な温室効果が得られない可能性があることが

後に明らかにされた (Kasting 1991).

その後、二酸化炭素大気の温室効果を補うメカニズムが提案されてきたが、それぞれに問題を抱えている。Squyres and Kasting (1994) の提案した自転軸傾斜角の増加によって高緯度域が一時的に温暖化するという説では、広範囲にバレーネットワークが広がっていることを説明できない。現在の火星大気と同様に浮遊ダストによる温室効果も候補に挙げられている (Kasting 1991) が、古火星大気中の浮遊ダストの濃度や光学的特性には未知な点が多く、また、温暖な大気中では降水活動に伴って大気中からダストが洗い流されてしまうことも懸念される。メタンやアンモニア、二酸化硫黄などの大気微量成分も古火星における温室効果ガスとして挙げられてきたが (Pollack *et al.* 1987, Sagan and Mullen 1972, Kasting 1997a), これらの化学種は紫外線の照射によって容易に分解されるため、温暖化に必要な濃度が維持されない可能性がある。Sagan and Chyba (1997) は、固体有機物が上空にあれば、紫外線が遮断され、アンモニア濃度が長時間維持される可能性を指摘したが、そのために必要となる高いメタン供給率を説明できていない (Kasting 1997a).

1.3.3 二酸化炭素氷雲の散乱温室効果に関する従来の研究

近年温暖化メカニズムとして有力視されているのが、二酸化炭素氷雲の散乱温室効果である (Kasting 1997b). 二酸化炭素は光化学的に安定であるだけでなく、水とならんで主要な連続脱ガス成分と考えられることから、古火星で働く温室効果気体として最も有望である (Pollack *et al.* 1987). Kasting (1991) は二酸化炭素の凝結に伴う大気鉛直温度勾配の変化は考慮したが、その際生成される凝結物は即落下し、雲は存在しないとする晴天大気を仮定していた。二酸化炭素氷雲は水雲と異なり惑星放射をあまり吸収しないが、粒径や光学的厚さ次第では外向き惑星放射を太陽放射よりも効率良くはね返し、それによって温室効果が生じる (Forget and Pierrehumbert 1997, 図 1.3). これを (狭義の) 散乱温室効果と呼ぶ。

この散乱温室効果は雲粒径に強く依存し、雲粒径が $7\text{--}20\ \mu\text{m}$ のときに温暖化に寄与することが明らかにされてきた (Pierrehumbert and Erlick 1998). 雲粒径が $5\ \mu\text{m}$ に満たない場合には、惑星放射の消散が弱まり、 $20\ \mu\text{m}$ を超える場合には、太陽放射に対する光学特性と惑星放射に対するそれにあまり違いがなくなるため、これらの条件では惑星放射の選択的な後方散乱は生じない。また、雲粒径が温暖化に適した値であっても、雲層の光学的厚さが非常に大きくなると、全波長に対して透過率が下がるため、温室効果は生じなくなる (Mischna *et al.* 2000, Yokohata *et al.* 2002).

古火星の条件下で二酸化炭素氷雲の取る構造は、未解決の問題となっている。Colaprete and Toon (2003) は、雲微物理モデルを1次元放射対流平衡モデルに導入し、散乱温室効果では古火星の温暖な気候を説明することが難しいかもしれないことを示した。彼らのモデルでは、放射冷却による過冷却層の形成、非均質核形成による雲粒成長と、雲粒落下による消失が繰り返され、雲の粒径と光学的厚さが時間変化する。しかしながら、古火星大気のように大気主成分が凝結する系におけるモデルの妥当性は必ずしも明らかではない。また、この結果は未知な点の多い凝結核の物性や数濃度に依存するにも関わらず、彼らは限られたパラメタ範囲でしか見積もりを行っていない。

1.4 本研究の目的

もしも雲粒に小サイズの成分が含まれていれば、それらはゆっくり落下するため凝結層に長時間留まる。しかもそれらの粒径や鉛直分布などの構造は、主に放射過程によって調節される可能性がある。例えば雲粒数が一定である場合、雲粒サイズが増して雲が厚くなると、それによる散乱吸収の効果によって凝結層が放射加熱を受け雲粒が蒸発し、逆に雲粒サイズが減少して雲が薄くなると凝結層は放射冷却を起こして雲粒の凝結が起こると予想される。つまり、雲粒成長(蒸発)と凝結層の放射冷却(加熱)との間に負のフィードバックが生じ、雲粒径は凝結層が放射平衡を満たすように自動的に調節されることが考えられる。このとき、凝結層の放射冷却は雲の散乱によって打ち消されるため、運動による鉛直熱輸送が生じなくても雲は持続する。

もしこのようにして凝結層が放射平衡に達すると、晴天大気を仮定した場合に温室効果を弱めていた、この層から宇宙空間への放射冷却が抑えられることになる。つまり、狭義の散乱温室効果に加えて、凝結層の放射平衡化による温室効果が生じると考えられ、これは古火星大気を温暖化させることのできる雲パラメタの幅を広げるかもしれない。

本研究では、放射を介したフィードバック機構による氷雲構造の調節過程を一次元放射対流凝結平衡モデルを用いて明らかにし、実際にそれによって氷雲構造が決まる可能性があることを示す。さらに、こうして調節された氷雲の温室効果によって、古火星が温暖な気候をもつための必要条件を明らかにする。

ここで想定する二酸化炭素と飽和水蒸気圧分の水蒸気からなる大気は、地球型惑星の一般的な大気組成と考えられ、本研究から得られる知見は、地球型惑星の気候の一般的理解にもつながる。そこで本研究では惑星表面に液体の水の存在できるための条件を、重力や中心星スペクトル型の異なる惑星に対しても明らかにし、生命の育む可能性のある系外地

球型惑星の軌道範囲を制約する.

1.5 論文の構成

2章では、鉛直1次元放射対流凝結平衡モデルの構築と、数値計算の設定について述べる。3章では、まず古火星を想定した太陽放射入射および惑星質量を与え、放射過程による氷雲構造の調節が起こることを確認する。そして調節された平衡大気構造について、大気圧および凝結核数濃度に対する依存性を調べ、古火星において温暖な気候が生じ得る必要条件を示す。さらに、系外惑星への応用として惑星質量、中心星スペクトル型への依存性を示し、温暖な気候が生じるための惑星条件を論じる。4章で本研究の結論をまとめる。

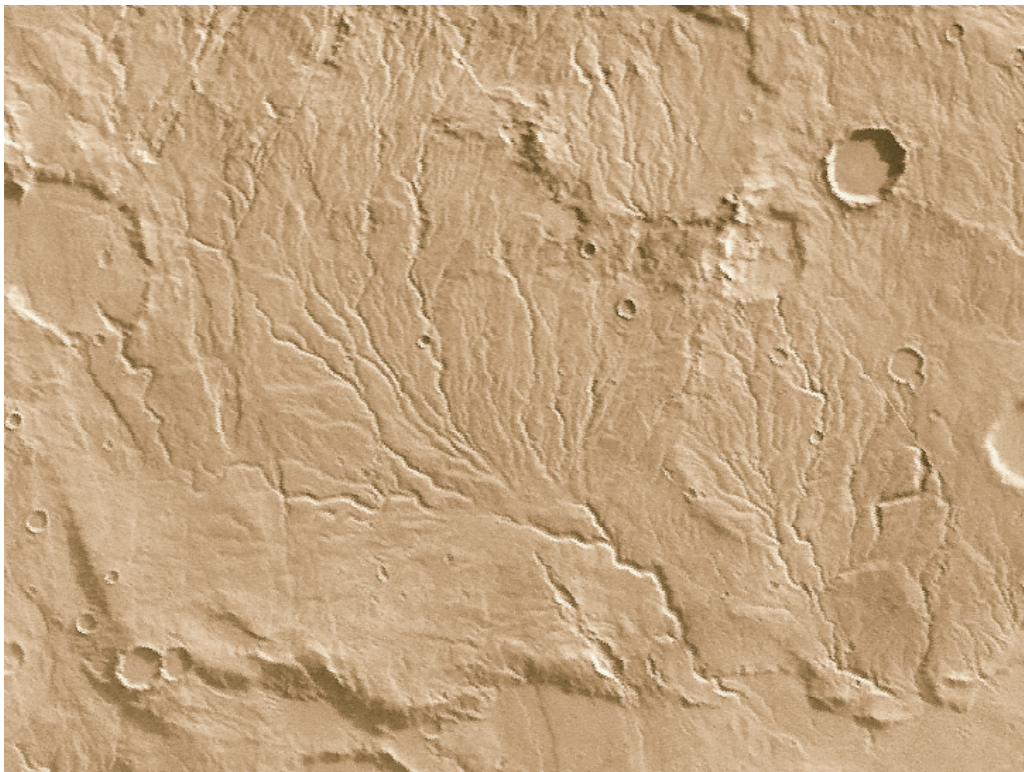


図 1.1 バレーネットワークの一例. Viking Orbiter による撮像. 画像の横幅はおよそ 160 km.

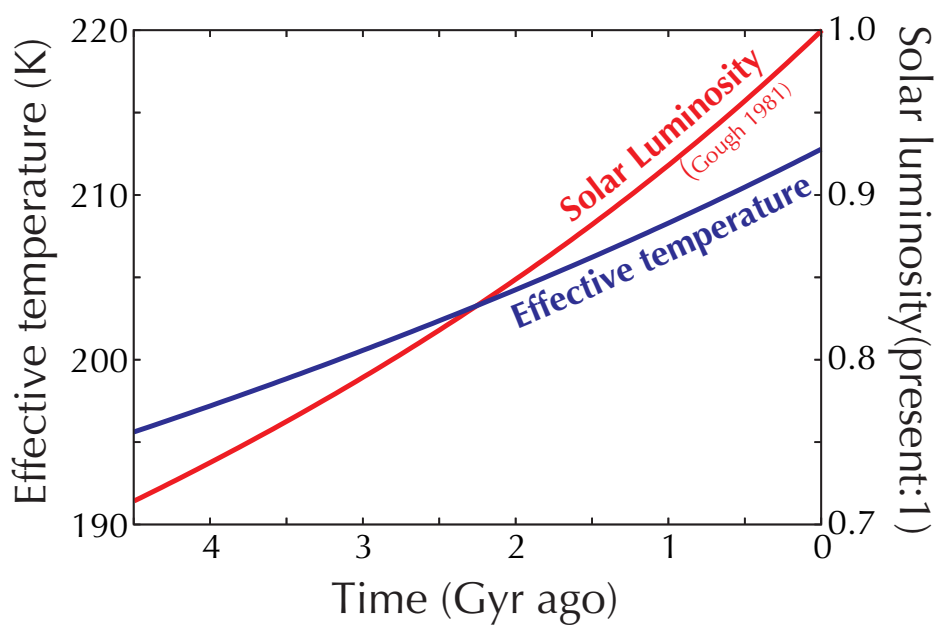


図 1.2 理論上推測される太陽光度の時間変化 (赤, Gough 1981) と, その太陽光度下における火星軌道での有効放射温度 (青). ただし, 火星のアルベドは 0.216 で固定している.

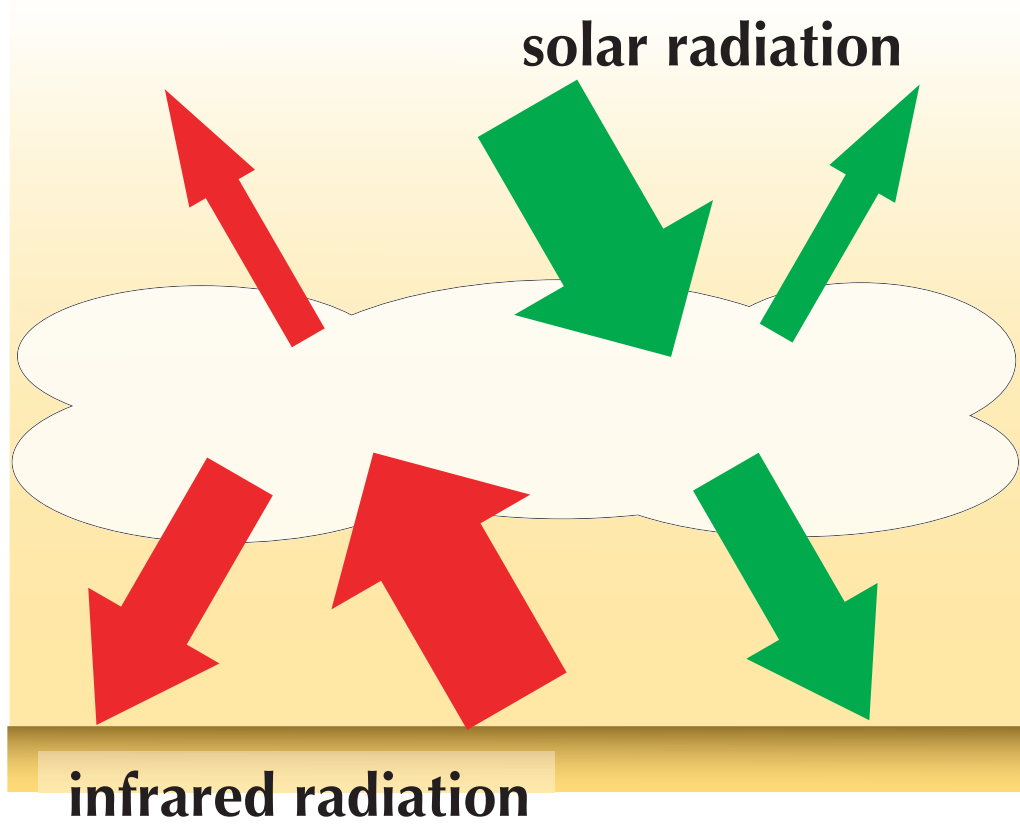


図 1.3 雲による散乱温室効果の模式図.

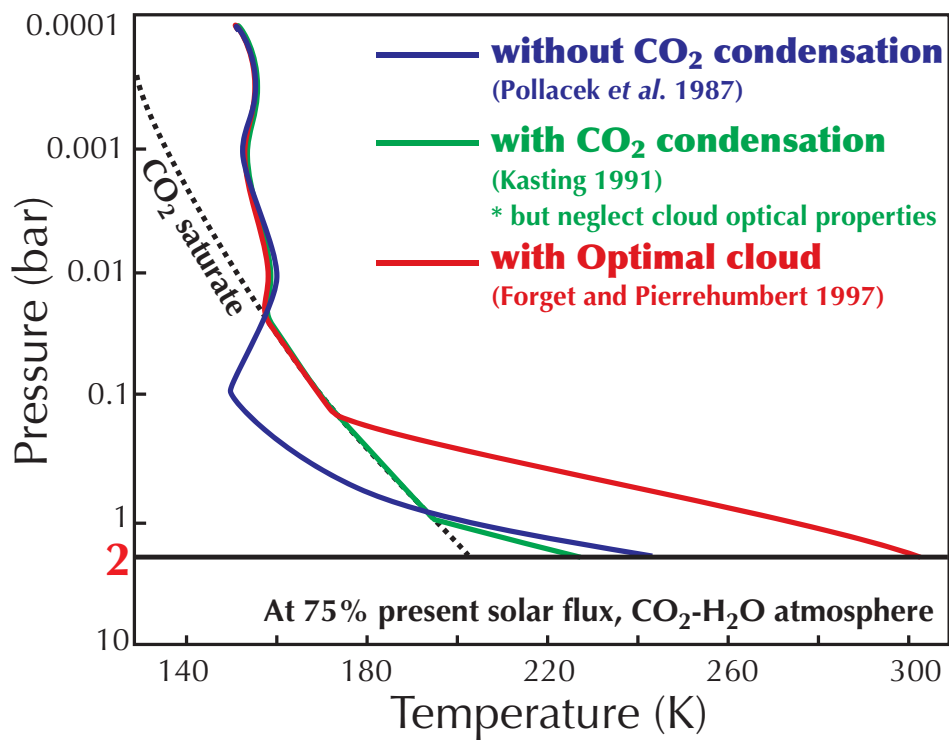


図 1.4 二酸化炭素の凝結の有無や雲の有無による大気構造の変化. Colaprate and Toon (2003), Fig 9 を改変.

第2章

一次元放射対流凝結平衡モデル

2.1 概略

本研究で構築した、二酸化炭素氷雲の凝結成長と放射特性を考慮した鉛直一次元放射対流凝結平衡モデルの概略を以下に示す。

モデルでは以下の基本的な仮定を置く。大気は二酸化炭素に飽和蒸気圧分の水蒸気が混合しているとする。各気層の温度に加えて、雲の質量混合比は予報変数として扱うが、空間的に一様な気塊単位質量あたりの凝結核数濃度をパラメタとして与え、その時間変化は無視する。また、二酸化炭素氷雲の落下を無視し、凝結した二酸化炭素はその場に留まり雲を作るものとする。雲粒径は、凝結核数濃度を用いて、雲質量混合比から算出する。放射冷却によって生じる二酸化炭素の過飽和は凝結により即座に解消されると仮定し、また、凝結層での対流は無視する。このとき想定される雲は対流起源の積乱雲ではなく、放射冷却起源の霧や霞のような雲であることに注意されたい。これらの仮定の妥当性については後に議論する。

計算の流れを以下に示す (図 2.1)。温度および雲質量混合比の初期鉛直構造を与え、放射伝達を計算し、1 時間ステップ後の各気相の温度変化を見積もる。次に過飽和が生じた気層や、未飽和にも関わらず雲が存在している気層では、気温を凝結温度に一致させ、凝結および蒸発による潜熱を考慮したエネルギー保存が成り立つように雲質量混合比を変化させる。ただし、雲を全蒸発させても気層の温度が凝結温度まで下がらない場合には、すべて蒸発しきった時点の温度に一致させる。最後に対流不安定が生じている場合には対流中立になるように温度分布を調節する。こうして得られた温度と雲凝結混合比の鉛直分布を用

いて同様の計算を逐次繰り返し、それ以上系の状態が変化しなくなった場合に収束したと見なす。

放射伝達は Toon *et al.* (1989) による多重散乱を考慮した二方向近似の定式化を用いて解く。計算精度を考慮し、赤外放射に対しては半球平均近似法を用い、さらに非散乱層での精度を上げるために放射源関数の置き換えを行う (Coakley and Chylek 1975, Toon *et al.* 1989)。太陽放射に対しては δ -Eddington 近似 (Joseph *et al.* 1976) を用いる。

二酸化炭素および水蒸気気体の透過率は、相関 k 分布法を用いて評価した。ここで吸収係数は圧力 8 点 ($10^{-6} - 10$ 気圧)、温度 6 点 (100 - 350 K) に対してあらかじめ作成した吸収係数表から、圧力については対数内挿、温度については線形内挿して求めている。吸収係数は 50 cm^{-1} ごとに 1 バンドとし、積算確率については 5 点で離散化した k 分布値を HITRAN2004, HITEMP の吸収線データ (Rothman *et al.* 2005) を用いて作成した。な

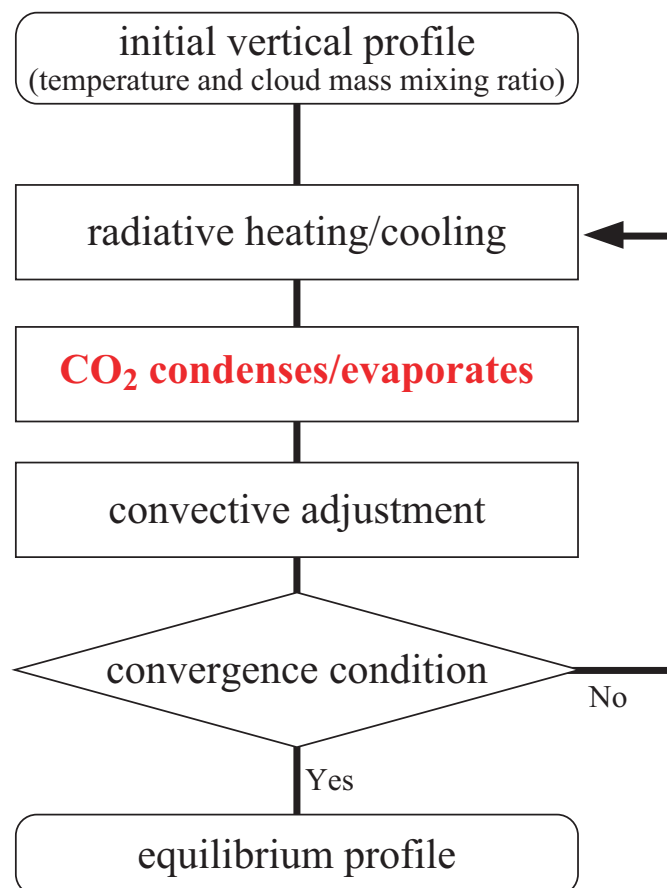


図 2.1 モデルでの計算の流れの模式図

お、通常の波長帯では吸収線中心から 25 cm^{-1} 以遠での吸収は無視したが、二酸化炭素の $300\text{--}600 \text{ cm}^{-1}$ では ν_2 帯の wing による影響を考慮するため、吸収線から 500 cm^{-1} までの吸収を考慮した。さらに、二酸化炭素の圧力励起帯および水蒸気の連続吸収の効果を Gruszka and Borysow (1997) (二酸化炭素, $0\text{--}300 \text{ cm}^{-1}$), Kasting *et al.* (1984a) (二酸化炭素, $1150\text{--}1800 \text{ cm}^{-1}$), Roberts *et al.* (1976) (水蒸気, $350\text{--}1250 \text{ cm}^{-1}$) の手法を用いて別途計算した。

二酸化炭素によるレイリー散乱係数は、表 2.1 に示した誘電分極率から求めた (たとえば Liou 1992)。雲粒の光学係数は二酸化炭素氷の復素屈折率 (Warren 1986) を与えてミー理論により求める (たとえば Bohren and Hoffman 1998)。このとき、雲粒は球形であると仮定する。二酸化炭素氷の結晶は立方八面体をしており (図 2.3)、球形近似は妥当であると考えられる。各層内は単一粒径を仮定し、雲質量混合比を凝結核数密度で割ることにより見積もられる一粒あたりの雲質量から雲粒径を算出した。

なお、本モデルでは、水雲による放射場への影響を考慮しない。対流層に形成される水

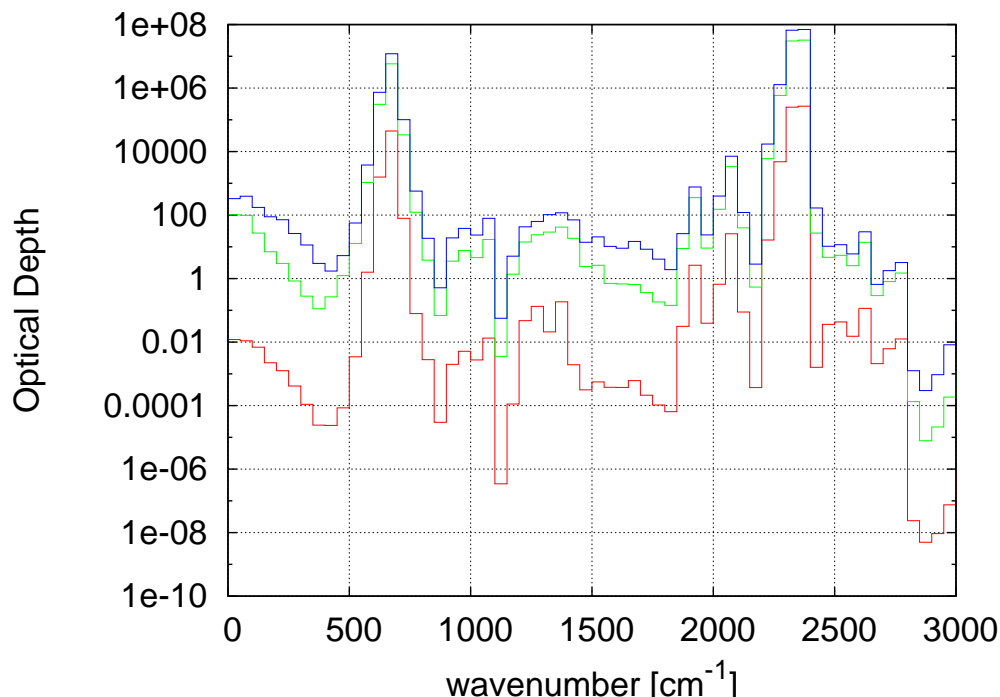


図 2.2 大気圧 2 気圧、晴天大気条件での放射対流平衡構造において放射伝達モデルで計算された赤外波長に対する光学的深さの波数分布。1 カラムごとに相関 k 分布法で求めた各バンドでの平均的な光学的深さを示す。各線は高度が異なり、地表 (青)、凝結層下端 (緑)、凝結層上端 (赤) を示す。

雲は対流による影響を受けるため、放射特性に大きく影響を与える雲粒径や質量混合比を見積りは困難である。水雲の放射場を考慮すると、地表面付近から凝結層への放射加熱を弱まるため、二酸化炭素水雲の粒径は大きくなると予想される。しかし、地表面温度が上昇するか否かは条件に強く依存するため、数値的に見積もる必要があるだろう。また、大気中で二酸化炭素水和物 $\text{CO}_2 \cdot 5.75 \text{H}_2\text{O}$ が形成される可能性があるが、その熱力学・光学特性が不明であるため、その効果は考えない。

二酸化炭素の湿潤断熱線は、大気中の水蒸気は微量であるので、二酸化炭素の飽和蒸気圧曲線に従うものとする。

$$\frac{dT_{wet}^*}{dz} = \frac{dT_{sat, \text{CO}_2}(z)}{dp} \frac{dp}{dz} \quad (2.1)$$

ここで z は高度、 T_{wet}^* は断熱時の気温、 T_{sat, CO_2} は各高度における圧力での二酸化炭素の凝結温度、 p は圧力である。二酸化炭素の乾燥断熱減率は、水蒸気の凝結を考慮した断熱減率を用いる (たとえば, Houghton 2002)。ここでは、水蒸気の気液平衡が成り立っており、凝結物は即落下すると仮定する。

$$\frac{dT_{dry}^*}{dz} = -\frac{g}{C_p} \left[1 + \frac{L_{\text{H}_2\text{O}} p_{sat, \text{H}_2\text{O}} M_{\text{H}_2\text{O}}}{pRT} \right] \left[1 + \frac{L_{\text{H}_2\text{O}} M_{\text{H}_2\text{O}}}{pRT} \frac{M_{\text{H}_2\text{O}} L_{\text{H}_2\text{O}}}{M_{\text{CO}_2} C_p T} \right]^{-1} \quad (2.2)$$

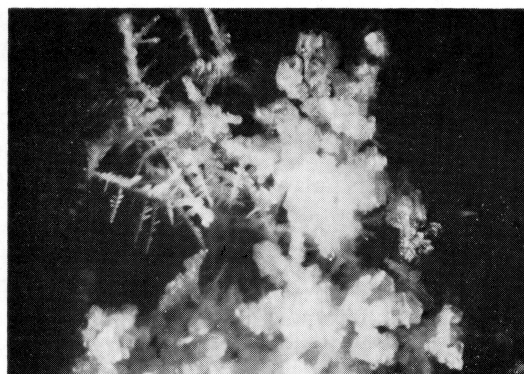


Fig. 9 (b) Coexistence of carbon dioxide crystals and ice crystals (upper left) grown in nitrogen gas at normal pressure. Temperature -110°C . Horizontal width of the photograph is 4 mm.

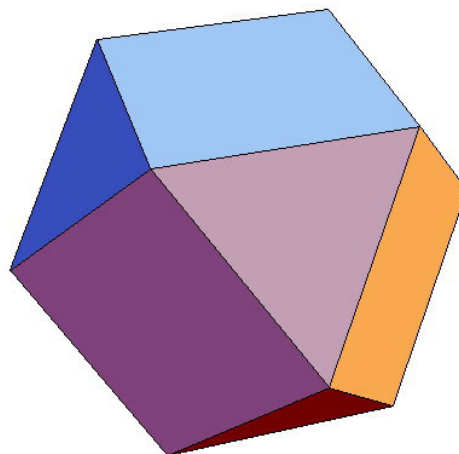


図 2.3 二酸化炭素の結晶。水氷 (右図左上) と異なり球形に近い形をしている。左) 実験により作られた二酸化炭素氷結晶 (Komabayashi, 1970)。 -100°C の窒素ガス中 (大気圧 1 気圧) の場合。右) 二酸化炭素氷の模型図。 <http://www.exo.net/~pauld/Mars/4snowflakes/martiansnowflakes.html> より取得。

ここで L_i , $p_{sat,i}$, M_i はそれぞれ各成分 i での潜熱, 飽和蒸気圧, 分子量, また, g , R , C_p はそれぞれ重力加速度, 気体定数, 気体の定圧比熱である.

二酸化炭素の飽和蒸気圧は三重点を境界に低圧領域では Antoine の式,

$$\log p_{sat,CO_2} \text{ mmHg} = A - \frac{B}{C + (T - 273.15)} \quad (2.3)$$

$$A = 27.48, \quad B = 3103.39, \quad C = -0.16$$

高圧領域では Wagner の式

$$\log \frac{p_{sat,CO_2}}{p_c} = \frac{Ax + Bx^{1.5} + Cx^4 + Dx^6}{1 - x} \quad (2.4)$$

$$x = 1 - \frac{T}{T_c}, \quad P_c = 73.8 \text{ 気圧}, \quad T_c = 304.1 \text{ K},$$

$$A = -6.927.48, \quad B = 1.197, \quad C = -3.126, \quad D = -2.994$$

を用いた. 水蒸気の飽和蒸気圧は近似式

$$p_{sat,H_2O}(T) = 2.341 \times 10^{11} \exp\left(-\frac{5399}{T}\right) \text{ Pa} \quad (\text{at } T > 273.15 \text{ K}) \quad (2.5)$$

$$p_{sat,H_2O}(T) = 3.438 \times 10^{12} \exp\left(-\frac{6132}{T}\right) \text{ Pa} \quad (\text{at } T < 273.15 \text{ K}) \quad (2.6)$$

を与えた (前野 1986), なお, 粒径 $0.1 \mu\text{m}$ 以上の場合に表面張力が飽和蒸気圧へ与える影響は 1 % 未満と小さいため (E.1 節), ここでは無視する.

2.2 計算設定

鉛直気層数は, 雲を数層程度に分解できる 25 層とした. 初期構造は雲の放射特性を無視した場合の放射対流平衡構造を与えた. ただし, 大気圧が高い場合は放射対流平衡解が存在しないため, その場合にはあらかじめ地表面温度を上昇させた. 時間ステップは $50 - 10^4$ 秒とし, 収束条件は, 系の気温変化率の最大値が 10^{-8} K s^{-1} 以下とした.

モデルで用いた物理定数およびパラメタを表 2.1 と表 2.2 に記す. モデルパラメタは 38 億年前の古火星を想定し, 火星の重力加速度および現在の 0.75 倍の太陽放射入射を標準値とする. 現在と光度の異なる過去の太陽のスペクトルは, 太陽半径が現在と変化していないと仮定して, 黒体近似で求めた. 大気圧の標準値は, 雲を考慮しない場合に地表面温度がもっとも上昇する 2 気圧 (Kasting 1991) とする. 地表面アルベド, 太陽放射の入射角は先行研究 (Mischna *et al.* 2000) にならう. 凝結核数濃度の値は不明であるため, 地球

の大陸性凝結核を参考に 10^7 kg^{-1} を標準値とした。これらの標準値を持つ条件を、以降では古火星標準モデルと呼ぶことにする。

表 2.1 モデル計算のための物理定数表

物理量	記号	値	備考
ステファン-ボルツマン定数	σ	$5.67 \times 10^{-8} \text{ J m}^{-2}$	
アボガドロ数	N_A	$6.02 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$	
ボルツマン定数	k	$1.38 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$	
光速	c	$2.997 \times 10^8 \text{ m s}^{-1}$	
プランク定数	h	$6.626 \times 10^{-34} \text{ J s}^{-1}$	
気体定数	R	8.31 J K^{-1}	
大気の定圧比熱	C_p	$860.0 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$	
CO ₂ 分子質量	M_{CO_2}	$44.0 \times 10^{-3} \text{ kg mol}^{-1}$	
CO ₂ 粘性係数	η	$8.0 \times 10^{-6} \text{ Pa s}$	170 K, 理科年表
CO ₂ 分子分極率	α	$1.62 \times 10^{-24} \text{ m}^{-3}$	Marchetti and Simili (2006)
CO ₂ 凝結潜熱	L_{CO_2}	$5.73 \times 10^5 \text{ J kg}^{-1}$	
CO ₂ 氷密度	ρ_{ice}	$1.565 \times 10^3 \text{ kg m}^{-3}$	理科年表
CO ₂ 氷比熱	C_{ice}	$1.7 \times 10^3 \text{ J kg}^{-1}$	
H ₂ O 分子質量	$M_{\text{H}_2\text{O}}$	$18.0 \times 10^{-3} \text{ kg mol}^{-1}$	
H ₂ O 凝結潜熱	$L_{\text{H}_2\text{O}}$	$2.834 \times 10^6 \text{ J kg}^{-1}$	at $T < 273 \text{ K}$
		$2.495 \times 10^6 \text{ J kg}^{-1}$	at $T > 273 \text{ K}$

表 2.2 モデルで用いたパラメタ

物理量 (単位)	記号	標準値	計算範囲
大気圧 (気圧)	P_s	2.0	0.1 – 10.0
凝結核数濃度 (kg^{-1})	N_{CCN}	10^7	$10^3 - 10^9$
重力加速度 (m s^{-1})	g	3.72	1.29 – 17.4
太陽 (中心星) 放射入射 (W m^2)		1.11×10^2	$1.11 \times 10^2 - 1.6 \times 10^1$
太陽 (中心星) 表面温度 (K)	T_{\odot}	5.379×10^3	3900 – 7200
地表面アルベド	A_s	0.2	同左
太陽放射入射天頂角 ($^{\circ}$)	θ	60	同左

第3章

結果と考察

3.1 鉛直構造の時間発展

放射過程を介した氷雲構造の調節が実際に生じることを確認するため、気温、雲粒半径、放射冷却率の鉛直構造の時間発展の様子を図 3.1 に示す。ここで与えたパラメタは古火星標準モデル (太陽表面温度 5.37×10^3 K, 太陽放射入射 1.11×10^2 W m⁻², 重力加速度 3.72 m s⁻², 大気圧 2 気圧および凝結核数濃度 10^7 kg⁻¹) であり、計算時間ステップは 10^3 秒に固定した。初期構造には、Kasting 1991 と同様の晴天大気の想定における放射対流平衡状態を与えた。晴天大気の想定では、二酸化炭素の凝結潜熱による大気熱構造への影響は考慮するが、本研究と異なって凝結物は即地表へ落下し、雲は形成されないものとする。以後これを晴天大気条件と呼ぶ。

晴天大気条件では、凝結層は正味の放射冷却を受けている。そのため計算開始後すぐに、凝結層に雲が形成されはじめる。計算開始直後の構造から雲の形成に伴って凝結層下部では放射冷却率が小さくなっている様子が見て取れる (図 3.1b, 図 3.2)。これは、光学的に厚くなった雲が地表面付近からの熱放射を散乱し、それを周りの気体が吸収するためである。一方で凝結層上部および成層圏では放射冷却率は大きくなる。これは、地表面からの熱放射が下部の雲層によって遮られたことによる。 10^4 秒後には凝結層の一部は正味放射加熱を受け、そこで雲の蒸発が生じる。全体として、雲の光学的厚さの増減と凝結層の放射冷却または加熱との間に負のフィードバックが生じ、 10^5 秒 (約 10 日) 後には凝結層はほぼ放射平衡状態に達する (図 3.1d)。

凝結層がほぼ放射平衡に達した時点では、地表面温度は初期値からほとんど変化しない。

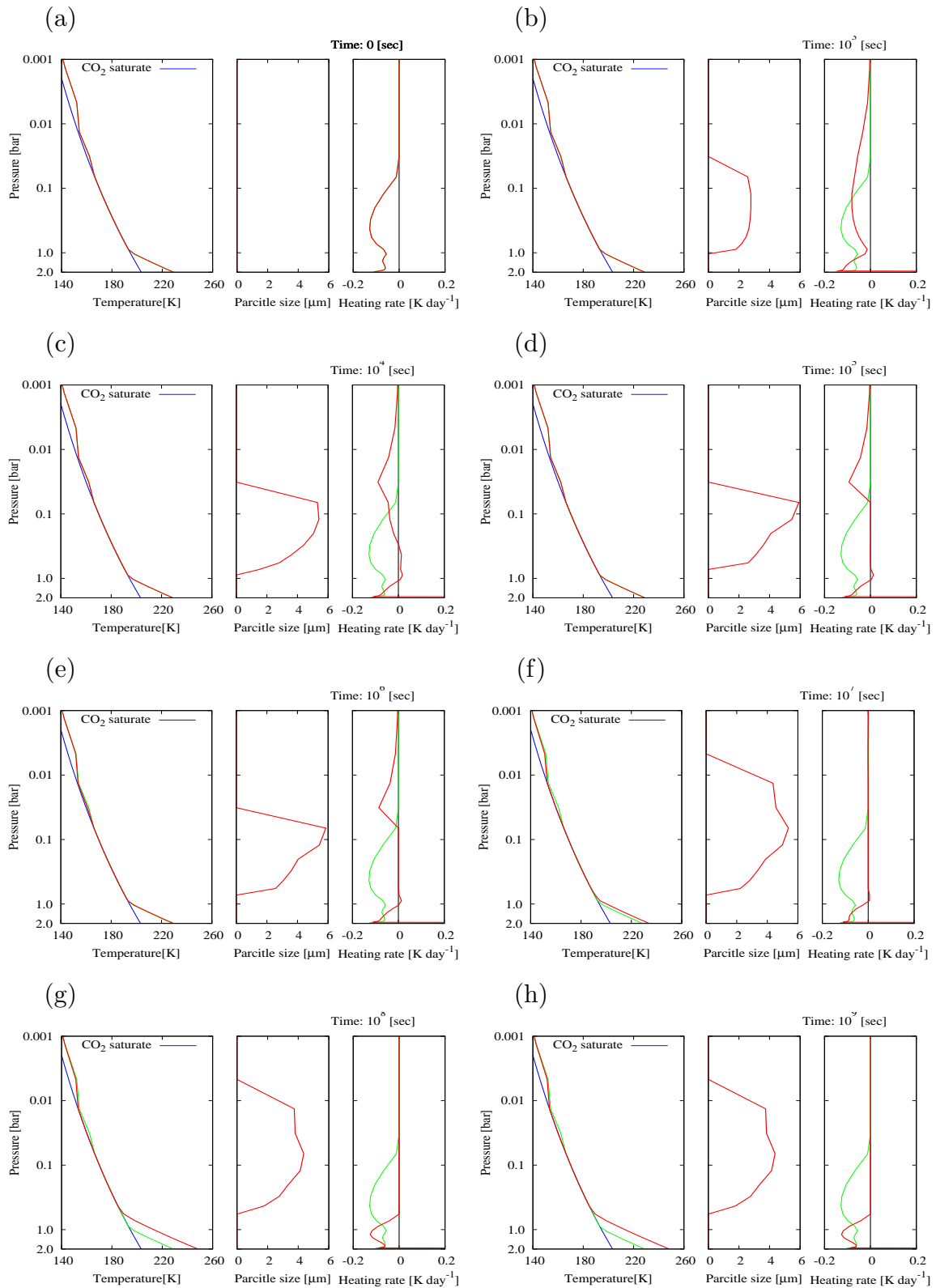


図 3.1 気温 (左) および雲粒サイズ (中) の鉛直構造および放射加熱率 (右) のスナップショット. 緑線は初期状態を表す. また青線は二酸化炭素の飽和蒸気圧曲線である. 大気圧 2 気圧, 凝結核数濃度は 10^7 kg^{-1} の場合. 時間はそれぞれ (a) 0 秒, (b) 10^3 秒, (c) 10^4 秒, (d) 10^5 秒, (e) 10^6 秒, (f) 10^7 秒, (g) 10^8 秒, (h) 10^9 秒である.

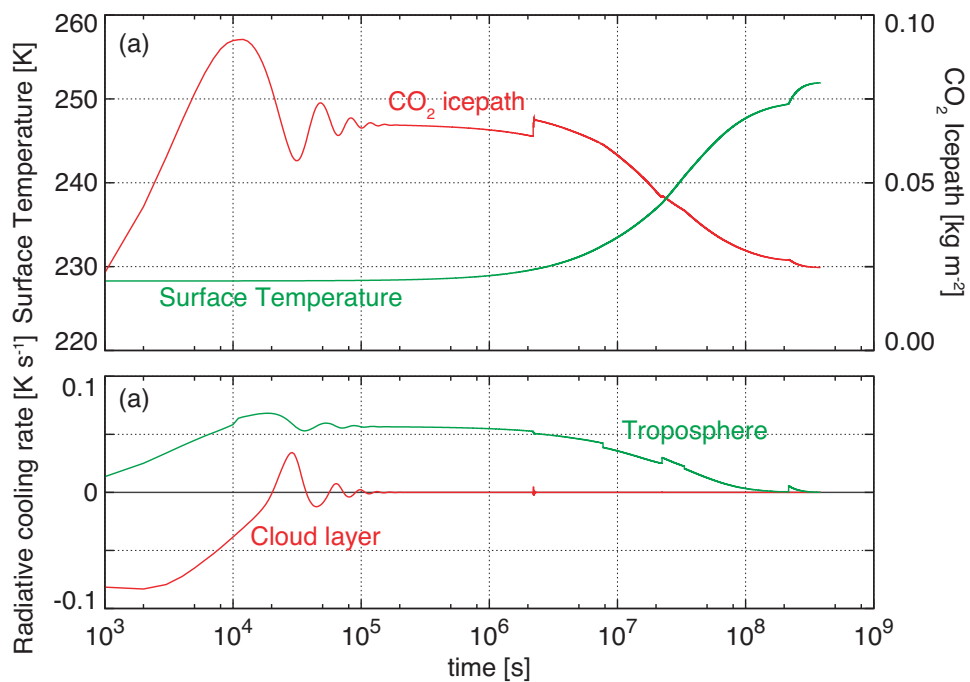


図 3.2 (a) 雲柱密度 (赤) および地表面温度 (緑) の時間変化. (b) 雲層 (赤) および対流圏全体の放射加熱率 (緑) の時間変化. 対流調節を行った層を対流圏とし, 地表面を含む対流圏への正味放射入射量を対流圏の大気質量で割った値を対流圏の放射加熱率と定義する. 大気圧 2 気圧, 凝結核混合比 10^7 kg^{-1} の場合. 値の不連続は鉛直離散化の影響で生じたものである.

しかし対流圏での放射時定数に相当する 10^7 秒 (約 100 日) の時間スケールで地表面温度が上昇する. また, それに伴って雲粒径が徐々に小さくなる. これは, 凝結層が温暖化した地表面付近からより強い熱放射を受けるためである. 最終的に大気構造がそれ以上変化しない平衡状態へ収束する. これを, 放射対流平衡に加えて凝結平衡にも達しているという意味で放射対流凝結平衡状態と呼ぶことにする.

放射対流凝結平衡状態では高度 18 – 50 km にわたって平均雲粒半径 $3 \mu\text{m}$, 全光学的厚さ ~ 0.05 (波長 $20 \mu\text{m}$) をもつ雲が形成され, 地表面温度は 251 K まで上昇した. また晴天大気条件下での放射対流平衡構造との差から見積もった雲による温室効果は 26 K である.

この粒子半径は過去の研究では強い散乱温室効果を持たないとされる値である. それにも関わらず強い温室効果がもたらされていることが注目される. 次節ではその理由について考察する.

3.2 氷雲による強い温室効果が生じる理由

地表面での熱収支に寄与するのは、太陽放射と赤外放射による地表面加熱と地表面からの射出および対流熱輸送であり、以下のように記述される。

$$F_S^\downarrow(1 - A) + F_{IR}^\downarrow - F_{IR}^\uparrow - Q_{conv} = 0 \quad (3.1)$$

ここで F は放射フラックスを表し、上付き添字 \uparrow, \downarrow はそれぞれ上向き、下向きを、また下付き添字 S, IR はそれぞれ太陽放射、赤外放射を示す。 A は太陽放射に対する地表面の反射率、 Q_{conv} は対流によって単位時間あたりに地表から大気へ輸送される熱量である。

放射対流平衡状態では、地表面からの対流熱輸送は対流層の正味放射冷却の積分値と釣り合うので

$$Q_{conv} = - \int_0^\infty C_p \rho \frac{dT}{dt} dz = - \int_0^{P_s} C_p \frac{dT}{dt} \frac{dP}{g} \quad (3.2)$$

と表される。

地表面は赤外放射に対しては黒体として振る舞う。したがって地表面温度 T_s は

$$\sigma T_s^4 = F_S^\downarrow(1 - A) + F_{IR}^\downarrow - Q_{conv} \quad (3.3)$$

に従う。ここから、地表面温度の上昇には大きく 2 つの過程が寄与することがわかる。1 つは放射加熱 $F_S^\downarrow(1 - A) + F_{IR}^\downarrow$ の増加である。従来考えられていた氷雲による狭義の散乱温室効果がこれにあたる。もう 1 つは、対流熱輸送 Q_{conv} の減少である。

古火星標準モデルに対して得られた放射対流凝結平衡状態の場合、晴天大気条件の放射対流平衡状態と比較した地表面放射加熱の増加量は 6 W m^{-2} である。これと同時に、氷雲が散乱した赤外放射を周辺の大気が吸収することにより、晴天大気条件では放射冷却を受けていた二酸化炭素凝結層が放射平衡化し、地表面からの対流熱輸送が弱まる。晴天大気条件と比較したその減少量は 23 W m^{-2} である。この値は地表面の放射加熱の増加量のおよそ 4 倍に相当する。

凝結層の放射平衡化に起因する温室効果を取り出すために、晴天大気条件で、凝結層各層に正味放射冷却を打ち消す加熱を人工的に加えて、放射対流平衡状態を求める加熱実験を行なった。この計算では太陽放射の吸収と人工加熱の和が宇宙空間への惑星放射に釣り合う平衡状態を求める。前節のパラメタの大気でこれを行うと、加熱なしの場合と比較して地表面温度は 22 K 上昇する。この値は放射対流凝結平衡状態の温度上昇 26 K に近い。

つまり前節で示した放射対流凝結平衡状態における温室効果には、従来考えられてきた狭義の散乱温室効果よりも、むしろ氷雲による散乱吸収がもたらす凝結層の放射平衡化の効果のほうが強く寄与していることがわかる。

このため氷雲による温室効果が起こるには、必ずしも氷雲が赤外放射の選択的な後方散乱に適した粒径や光学的厚さを持たなくてもよい。次節では凝結核数濃度を変えた場合に、放射対流凝結平衡状態がどのように変化するか見てゆく。

3.3 凝結核数濃度依存性

放射対流凝結平衡状態の凝結核数濃度への依存性を図 3.3 に示した。この計算では他のパラメタは 3.1 節の大気圧 2 気圧の古火星標準モデルに固定している。地表面温度は凝結核数濃度に依存して変化し、270 K まで上昇する場合もあれば、二酸化炭素凝結温度まで下がる場合もある。

平均雲粒半径は、凝結核数濃度が増えるに従って小さくなり、凝結核数濃度を 10^3 kg^{-1} から 10^8 kg^{-1} まで変化させると、およそ $200 \mu\text{m}$ から $2 \mu\text{m}$ まで変化する。雲柱密度は凝結核数濃度が 10^5 kg^{-1} の時に極小値をもつ。

放射対流凝結平衡状態では、凝結層の放射冷却を打ち消すように氷雲による放射の散乱と周辺気体分子による吸収が起こるため、凝結層各層の氷雲の光学的厚さは、凝結核数濃度にあまり依存せずほぼ一定の値に調節される。各層の光学的厚さは、近似的に雲粒の数密度と粒子の幾何断面積に比例するため、凝結核数濃度が増加すると、それに対応して放射対流凝結平衡状態における雲粒半径は小さくなる。

最も強い温室効果は凝結核数濃度が 10^5 kg^{-1} の場合に生じている。このときに半径がおよそ $15 \mu\text{m}$ の雲粒が形成され、赤外放射の選択的な後方散乱が起こる。二酸化炭素-水蒸気大気はほとんどの赤外波長域で光学的に厚いが、波長 9, 12 および $25 \mu\text{m}$ に窓領域がある (図 3.4)。氷雲がこれら波長の赤外線を効率良く後方散乱することのできる粒径を持つと、強い温室効果が生じる。その場合には雲の形成高度領域が狭まり、雲の柱密度は小さくなる傾向がある。

凝結核数濃度が小さくなると、雲粒径が大きくなるために赤外放射の選択的後方散乱による狭義の散乱温室効果はあまり生じず、凝結層が放射平衡化することによる温室効果のみが効くようになる。凝結核数濃度が大きくなると、雲粒半径が小さくなったことによって太陽放射の後方散乱が強くなることで温室効果が弱まり、凝結核数濃度が 10^8 kg^{-1} を超えると氷雲による反温室効果が生じる。

さらに大きな凝結核数濃度を与えると放射対流凝結平衡解は存在しなくなる。このとき、雲粒は半径 $1 \mu\text{m}$ までにしか成長できず、雲による強い反温室効果によって地表面温度が二酸化炭素凝結温度まで下がっても放射対流凝結平衡状態に到達しない (図 3.6 g)。この場合、凝結層が地表まで広がり、地表面への暴走的な大気凝結が起きて、大気圧が下が

ると考えられる.

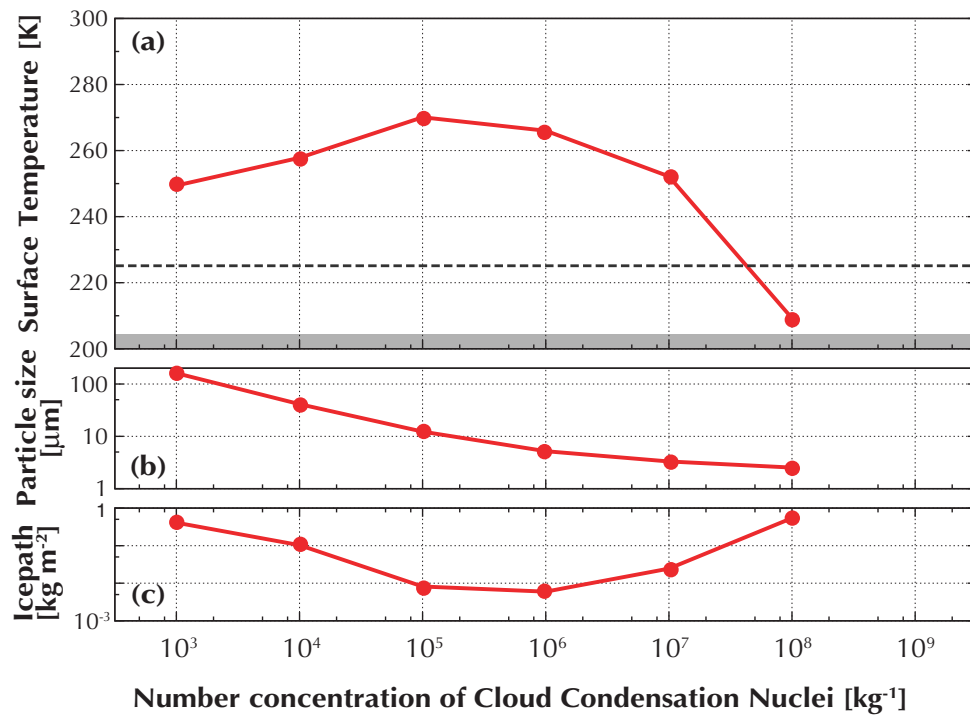


図 3.3 放射対流凝結平衡状態にある大気構造の凝結核数濃度への依存性. 凝結核数濃度以外のパラメタは標準値を用いた. (a) は地表面温度, (b) は平均雲粒半径, (c) は雲氷量, (d) は落下による雲消失時間を示す. (a) での破線は雲の放射特性を無視した場合の地表面温度を示した.

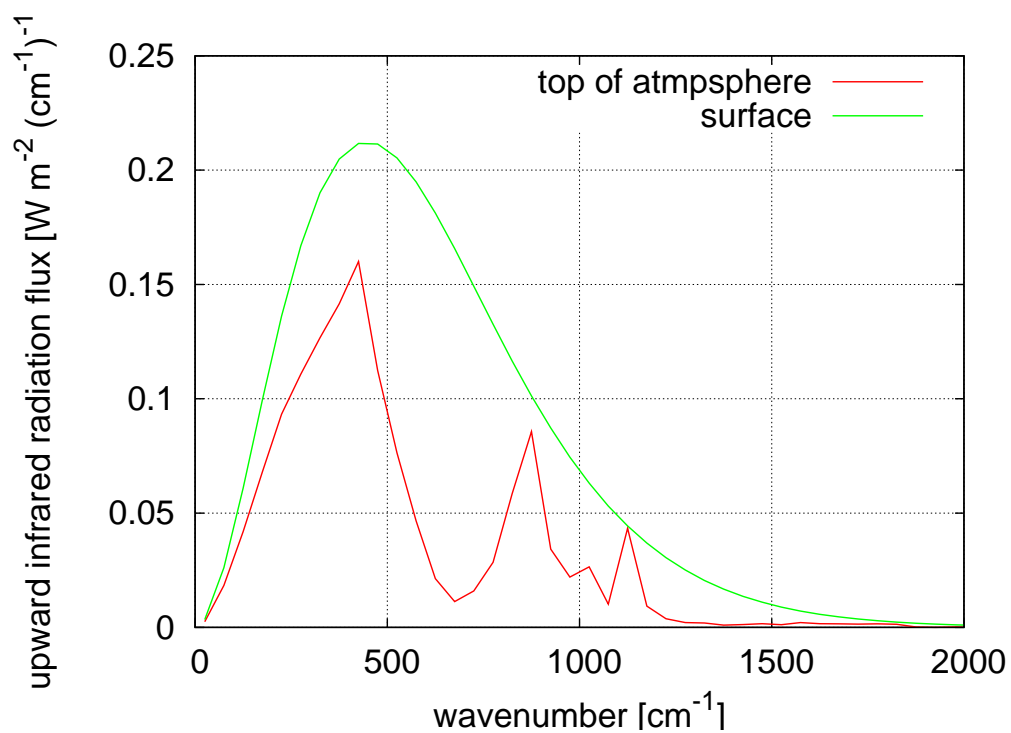


図 3.4 大気上端 (赤) および地表面 (緑) での上向き赤外放射フラックス. 各パラメタはすべて標準値を用いた.

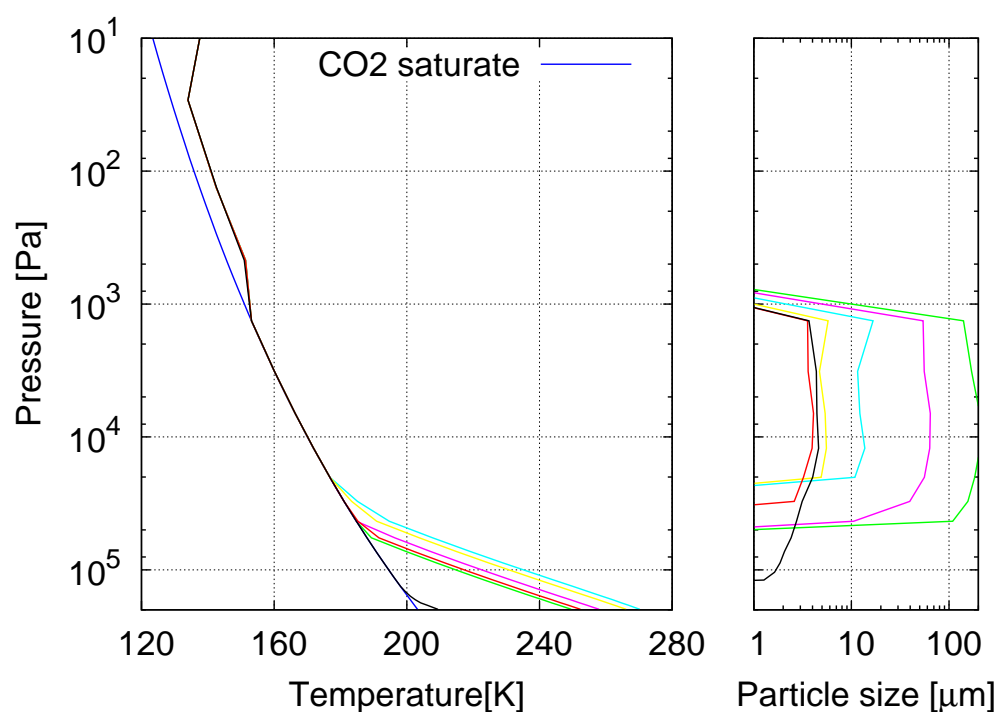


図 3.5 放射対流凝結平衡状態における大気構造の凝結核数濃度依存性. 凝結核数濃度以外のパラメタは標準値を用いた. 各線はそれぞれ凝結核数濃度が異なり, 10^3 kg^{-1} (緑), 10^4 kg^{-1} (紫), 10^5 kg^{-1} (赤), 10^6 kg^{-1} (水色), 10^7 kg^{-1} (黄), 10^8 kg^{-1} (黒) の値を示している. 青線は二酸化炭素の飽和蒸気圧曲線である.

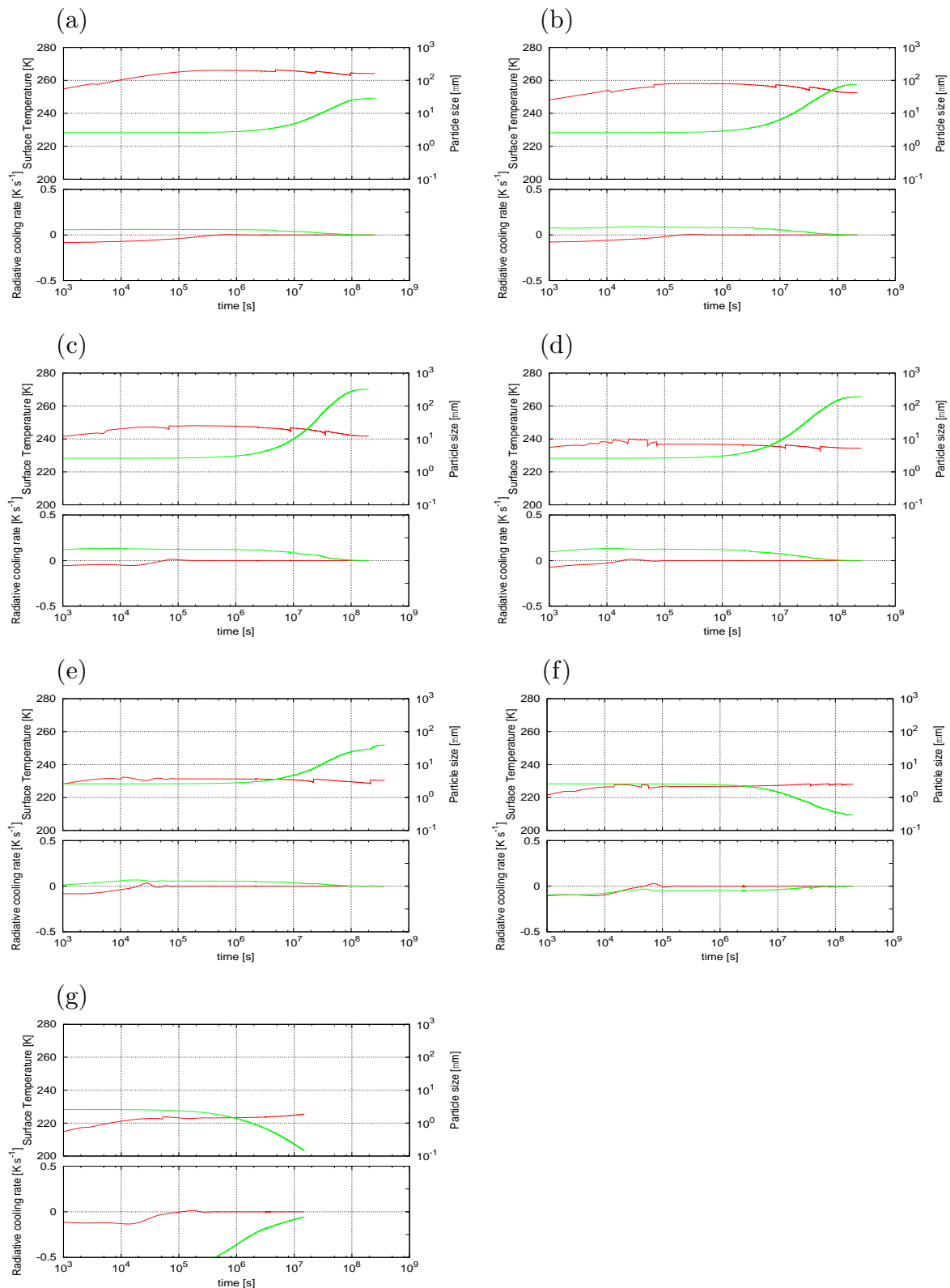


図 3.6 (a) 平均雲粒径 (赤) および地表面温度 (緑) の時間変化. (b) 雲層 (赤) および対流圏全体の放射加熱率 (緑) の時間変化. ただし, 凝結核数濃度はそれぞれ (a) 10^3 kg^{-1} , (b) 10^4 kg^{-1} , (c) 10^5 kg^{-1} , (d) 10^6 kg^{-1} , (e) 10^7 kg^{-1} , (f) 10^8 kg^{-1} , (g) 10^9 kg^{-1} を与えた. それ以外のパラメタは標準値である.

3.4 大気圧依存性

放射対流凝結平衡状態における地表面温度および雲パラメタの大気圧依存性を示す (図 3.7). この計算では他のパラメタは古火星標準モデルに固定した. 大気圧の増加に伴い地表面温度は上昇し, 大気圧 10 気圧では 315 K に達する. この時の地表面温度は, 晴天大気条件下で凝結層に放射冷却を打ち消す加熱を加えた場合に得られる放射対流平衡状態の地表面温度と数 K しか変わらない. つまり, 凝結層の放射平衡化による温暖化が地表面温度上昇の大部分を担っており, 氷雲が赤外放射を選択的に後方散乱することによる狭義の散乱温室効果の寄与は小さいと考えられる.

雲粒半径は大気圧にはほとんど依存しない. 大気圧が増加すると地表面温度が上昇して大気下層から放出される熱放射は強くなるが, 同時に対流圏の透過率も減少し, 結局, 凝結

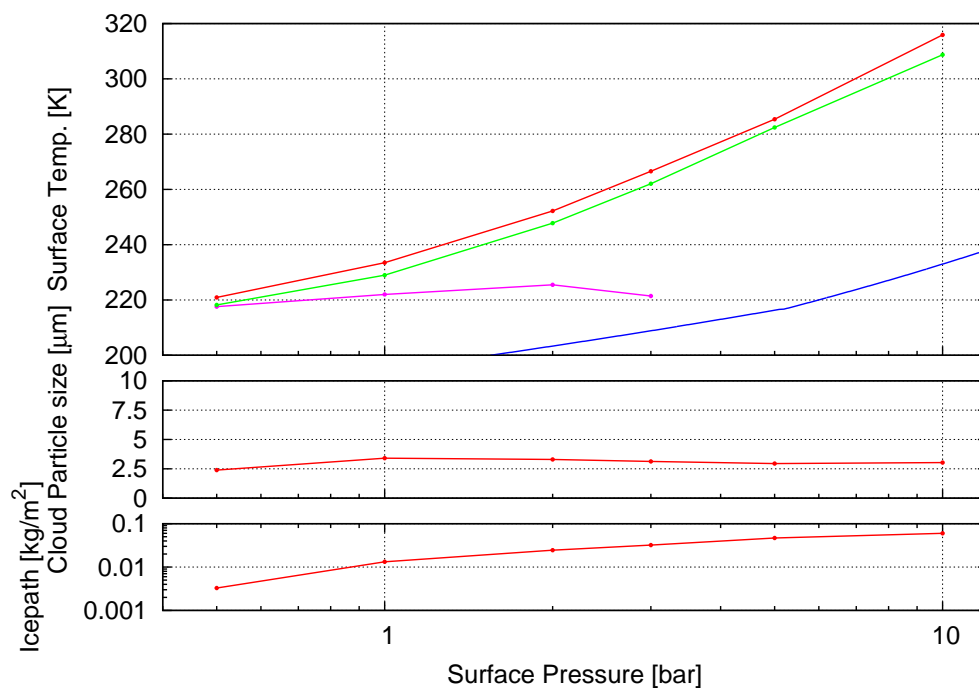


図 3.7 放射対流凝結平衡状態にある大気構造の大気圧依存性. 大気圧以外のパラメタは標準値を用いた. (a) は地表面温度であり, 赤線は雲を考慮した場合, 紫線は晴天大気での場合, 緑線は晴天大気において凝結層に放射冷却を打ち消す加熱を加えた場合の値である. 青線は二酸化炭素の飽和蒸気圧曲線である. (b) 雲粒平均粒径, (c) 雲柱密度である.

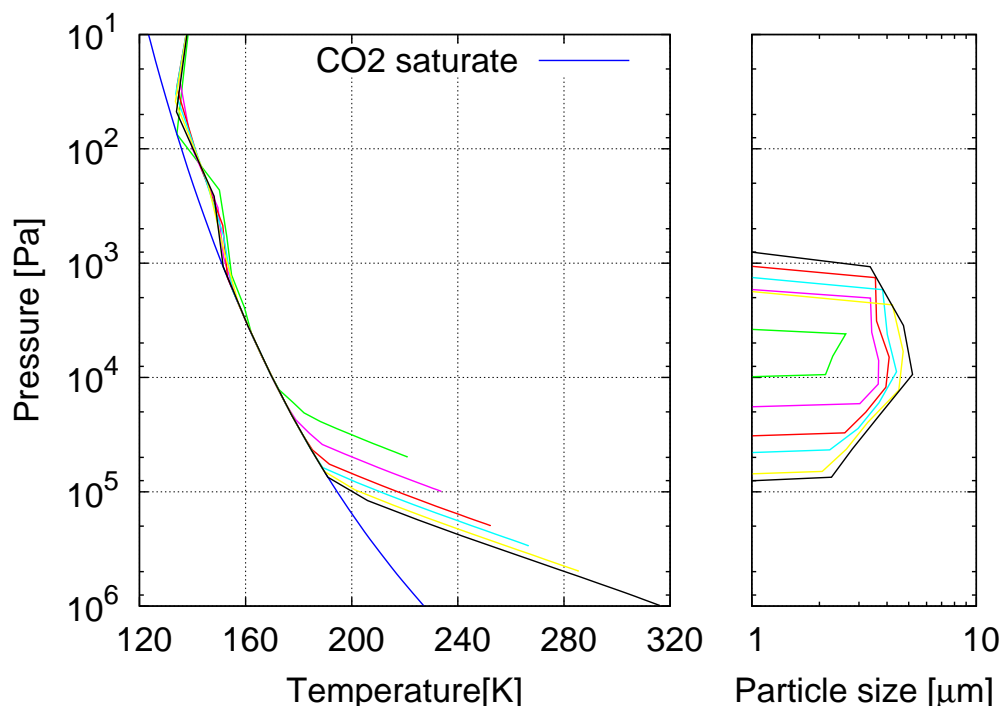


図 3.8 放射対流凝結平衡構造の大気圧依存性. 大気圧以外のパラメタは標準値を用いた. 各線はそれぞれ大気圧が異なり, 0.5 気圧 (緑), 1 気圧 (紫), 2 気圧 (赤), 3 気圧 (水色), 5 気圧 (黄), 10 気圧 (黒) の値を示している. 青線は二酸化炭素の飽和蒸気圧曲線である.

層へ入射する大気下層からの熱放射の強度はほとんど変わらない. これが, 雲粒半径がほぼ一定に保たれる理由である. その一方雲柱密度は大気圧と共に増加する. これは, 高圧の大気ほど凝結層の占める高度領域が拡大するためである (図 3.8).

赤外放射の後方散乱による狭義の散乱温室効果による地表面温度上昇への寄与を図 3.9 に示した. これは, 放射対流凝結平衡状態の地表面温度から, 晴天大気条件下で凝結層にその放射冷却を打ち消す加熱を与えて凝結層の放射平衡化の効果のみを考慮した放射対流平衡状態の地表面温度を差し引くことによって得た値をプロットしたものである.

この計算では凝結核数濃度も振っていることに注意する. 凝結核数濃度を保って大気圧を増加させると, 狭義の散乱温室効果による地表面温度変化の絶対値も増加する. 温度変化が正となる凝結核数濃度では, 圧力を増加させると氷雲による狭義の散乱温室効果が強まり, 反対に負となる凝結核数濃度では圧力とともに反温室効果への寄与が強まる. これは大気圧とともに氷雲の形成高度が広がって光学的に厚くなり, それにつれて狭義の散乱(反)温室効果も強まるためである.

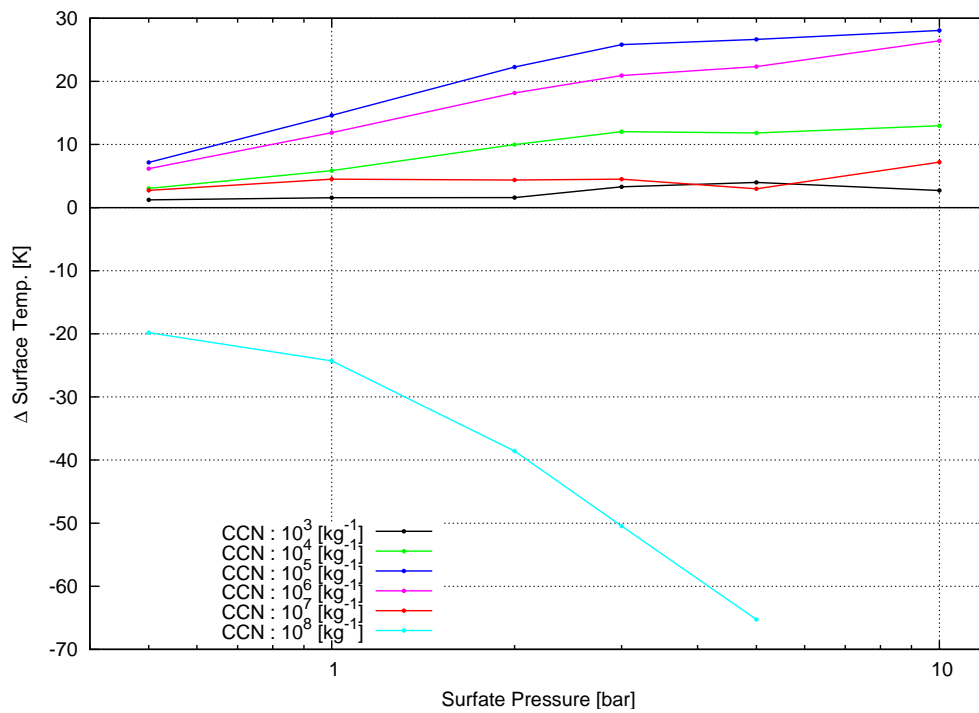


図 3.9 雲の赤外放射の後方散乱による温室効果の大気圧依存性. 各線はそれぞれ凝結核混合比が異なり, 10^3 kg^{-1} (黒), 10^4 kg^{-1} (緑), 10^5 kg^{-1} (青), 10^6 kg^{-1} (紫), 10^7 kg^{-1} (赤), 10^8 kg^{-1} (水色) の値を示している. 大気圧, 凝結核数濃度以外のパラメータは標準値を用いた.

3.5 凝結層の対流安定性

本モデルでは、凝結層において対流は生じないという仮定を用いた。本節ではこの仮定と放射対流凝結平衡状態との整合性について、放射冷却を受けた凝結層の鉛直対流のタイムスケールと過飽和状態の凝結による解消に要するそれとの比較を行い、さらに放射対流凝結平衡状態における大気安定成層性の解析を行うことによって確認する。

3.5.1 放射冷却による鉛直対流の励起と凝結の競合

凝結層で放射冷却が生じた場合、そこは対流不安定かつ過飽和状態となって鉛直対流と凝結の両方が生じる可能性がある。以下では、どちらが放射冷却を打ち消すのに支配的となるかを調べるために鉛直対流と凝結のタイムスケールの比較を行う。

まず、凝結による過飽和状態の解消時間を見積もる。ガスの数濃度を n_g 、飽和状態での数濃度を $n_g^*(T)$ とする。その数濃度差 $\Delta n = n_g - n_g^*(T)$ は、過飽和分のガスが雲粒表面へ移動して付着することで解消される。

$$\Delta \dot{n} = -4\pi r_c^2 n_c v_T \Delta n \quad (3.4)$$

ここで、 r_c は雲粒半径、 n_c は雲粒の数密度、 v_T は熱速度である。この時、過飽和の解消される凝結時間 τ_{cond} は

$$\tau_{cond} = \frac{\Delta n}{\Delta \dot{n}} = (4\pi r_c^2 v_T n_c)^{-1} \quad (3.5)$$

となる。ここに古火星標準モデルでの放射対流凝結平衡状態の大気構造を参考に

$$r_c = 5.0 \times 10^{-6} \text{ m} \quad (3.6)$$

$$n_c = 10^{-5} \text{ m}^{-3} \text{ (凝結核数濃度 } 10^6 \text{ kg}^{-1}, \text{ 大気密度 } 0.1 \text{ kg m}^{-3} \text{ での値)} \quad (3.7)$$

$$v_T = 3.1 \times 10^2 \text{ m s}^{-1} \text{ (大気温度 } 170 \text{ K での値)} \quad (3.8)$$

を代入すると、

$$\tau_{cond} \sim 10^2 \left(\frac{N_{CCN}}{10^6 \text{ kg}^{-1}} \right)^{-1} \left(\frac{\rho}{0.1 \text{ kg m}^{-3}} \right)^{-1} \left(\frac{T}{170 \text{ K}} \right)^{-1/2} \left(\frac{r_c}{5.0 \text{ } \mu\text{m}} \right)^{-2} \text{ 秒} \quad (3.9)$$

となる。大気圧や凝結核数濃度が変化しても凝結時間のオーダーは変化しない。これは次の理由による。圧力座標軸上で固定された凝結層の各層についてみると、放射対流凝結平

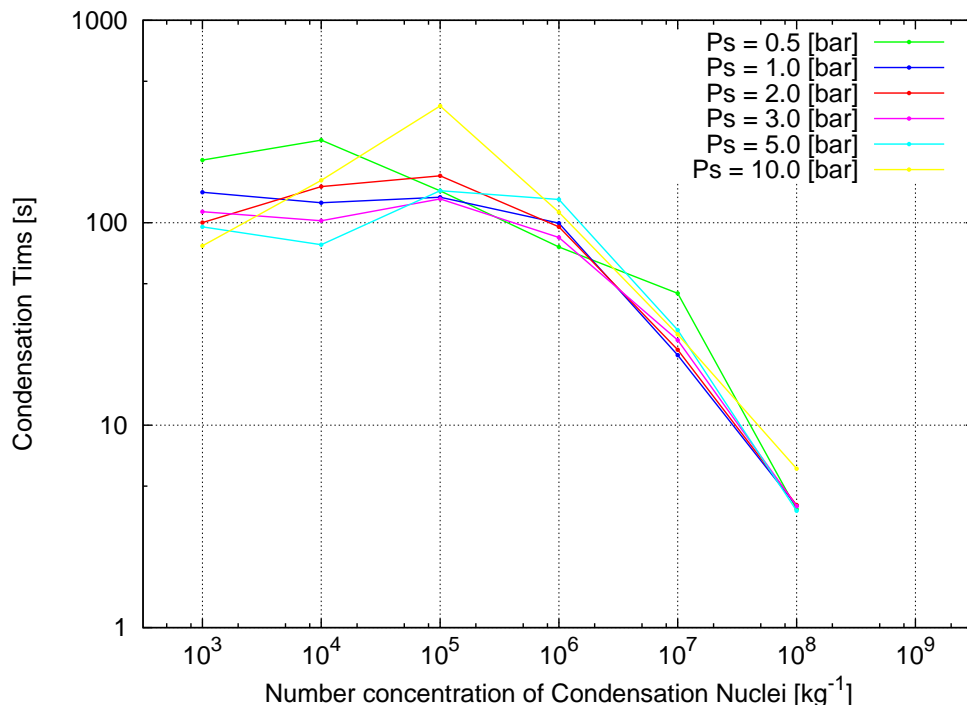


図 3.10 放射対流凝結平衡構造での凝結時間の凝結核数濃度依存性. 各線はそれぞれ大気圧が異なり, 0.5 気圧 (緑), 1 気圧 (青), 2 気圧 (赤), 3 気圧 (紫), 5 気圧 (水色), 10 気圧 (黄) の値を示している. 凝結核数濃度および大気圧以外のパラメタは古火星標準モデルを用いた.

衡状態ではそれぞれの層の氷雲の光学的厚さ $\sim r_c^2 n_c L$ (L :各層の幾何学的厚さ) は, 大気圧や凝結核数濃度が変わってもほとんど変化しない. したがって r_c^2 と n_c がほぼ一定に保たれ, そのため凝結時間も大きく変化しない.

次に放射冷却によって負の浮力を受けた気塊が雲層を通過するのに要する対流時間を τ_{conv} を求める. 雲層の厚さを L , 放射冷却によって生じた気塊の加速度を g' とすると

$$\frac{1}{2} g' \tau_{conv}^2 = L \quad (3.10)$$

が成り立つ. 気塊の加速度は放射冷却率を \dot{T} とすると

$$g' = \frac{\Delta\rho}{\rho} g = \frac{\dot{T} \tau_{conv}}{T} g \quad (3.11)$$

と評価される. 以上より, 対流時間は

$$\frac{1}{2} \frac{\dot{T} \tau_{conv}}{T} g \tau_{conv}^2 = L \quad (3.12)$$

$$\tau_{conv} = \left[\frac{2L}{(\dot{T}/T)g} \right]^{1/3} \quad (3.13)$$

と表される。ここに、古火星標準モデルにおける晴天大気条件下での放射対流平衡状態を参考に

$$L = 2 \times 10^4 \text{ m} \quad (3.14)$$

$$\dot{T} = 2 \times 10^{-6} \text{ K s}^{-1} \quad (3.15)$$

$$T = 170 \text{ K} \quad (3.16)$$

$$g = 3.72 \text{ m s}^{-2} \quad (3.17)$$

を代入すると、

$$\tau_{conv} \simeq 10^4 \text{ 秒} \quad (3.18)$$

となる。凝結核数濃度や大気圧が変化することで雲層の厚さが変化したが、その変化幅はファクター程度であり、対流時間もほとんど変化しない。

古火星の条件では凝結時間は対流時間と比較して十分小さいことがわかる。このことから凝結層による放射冷却は主に凝結潜熱によって解消されると考えられる。

3.5.2 凝結層の静的安定度

次に、放射対流凝結平衡状態における凝結層が、自発対流を起こさないことを確認するために、その静的安定度を見積もる。

静的安定度とは、大気の密度成層の程度を表す値であり、ある気塊が断熱的に上下方向へ移動した際に受けるの浮力を復元力とした振動数 N の 2 乗で表される。この値が正であれば大気層は密度成層した対流安定層である。

静的安定度の式は以下で与えられる (A.1 節参照)。

$$N^2 \equiv \frac{g}{\rho^*} \left(\frac{\partial \rho}{\partial z} - \frac{\partial \rho^*}{\partial z} \right) \quad (3.19)$$

$$\simeq \frac{g}{T} \left(\frac{dT}{dz} - \frac{dT^*}{dz} \right) + \frac{g}{1 + q_{ice}} \left(\frac{dq_{ice}^*}{dz} - \frac{dq_{ice}}{dz} \right) \quad (3.20)$$

ただし、 g は重力加速度、 T は温度、 ρ は大気密度、 z は高度、 q_{ice} は雲質量混合比 (雲密度/気体密度) であり、添字 * は気塊の値、添字なしは周辺場の値を意味している

ここで二酸化炭素の気固平衡は即満たされ、かつ凝結物はその周辺の気塊とともに動く
と仮定する。気塊と周辺場の温度差は生じないため、凝結層での静的安定度は

$$N^2 \simeq \frac{g}{1 + q_{ice}} \left(\frac{dq_{ice}^*}{dz} - \frac{dq_{ice}}{dz} \right)$$

$$\frac{dq_{ice}^*}{dz} = \frac{1}{L_{CO_2}} \left[(C_p + q_{ice} C_{ice}) \frac{dT^*}{dz} + g \right] \quad (3.21)$$

で与えられる (A.2 節参照)。

放射対流凝結平衡状態にある大気の静的安定度の鉛直分布を図 3.11 に示す。ここでは
パラメタとして振った凝結核数濃度以外のパラメタは標準値 (古火星標準モデル) を与え
ている。凝結層の圧力領域である 0.1 – 0.01 気圧における静的安定度はすべて正の値を持
つ。また、静的安定度は凝結層内で $1.9 \times 10^{-5} \text{ s}^{-2}$ とほぼ一定である。

この振る舞いや値は凝結核数濃度や大気圧にほとんど依らない。これは、放射対流凝結
平衡状態下での凝結物の凝結量質量比が 10^{-5} kg/kg 以下と極めて小さく、それ自身は静
的安定度にほとんど寄与しないためである。この場合、静的安定度は以下のように近似さ
れる。

$$N^2 = \frac{g}{1 + q_{ice}} \left\{ \frac{C_p}{L_{CO_2}} \left[\left(1 + q_{ice} \frac{C_{ice}}{C_p} \right) \frac{dT^*}{dz} + \frac{g}{C_p} \right] - \frac{dq_{ice}}{dz} \right\} \quad (3.22)$$

$$\simeq \left[\frac{gC_p}{L_{CO_2}} \left(\frac{dT^*}{dz} + \frac{g}{C_p} \right) \right] \quad (3.23)$$

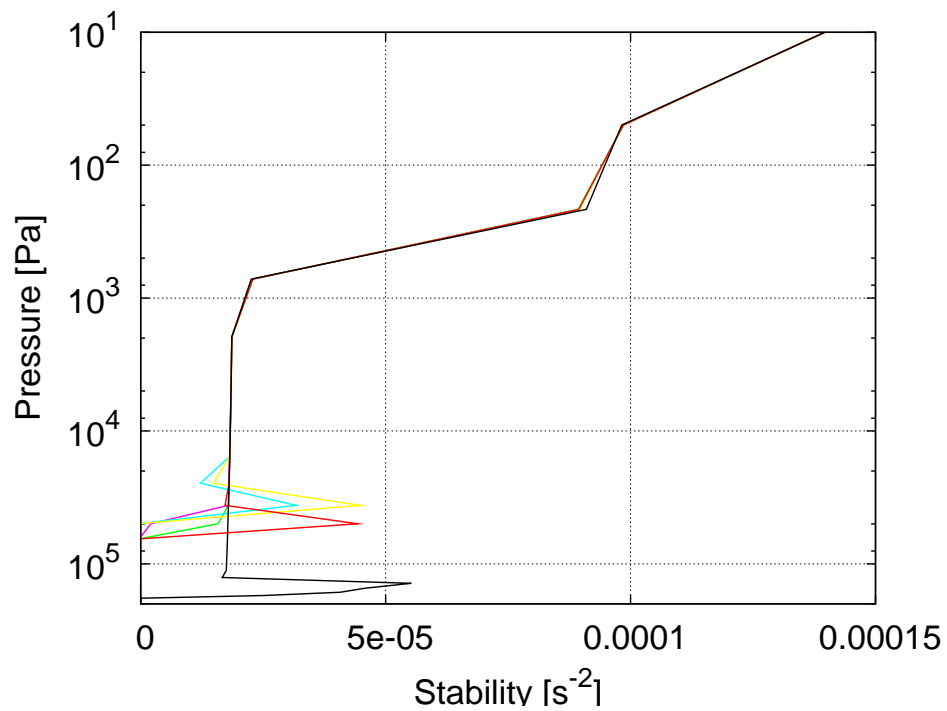


図 3.11 放射対流凝結平衡状態での静的安定度の鉛直分布. 各線はそれぞれ凝結核数濃度が異なり, 10^3 kg^{-1} (緑), 10^4 kg^{-1} (紫), 10^5 kg^{-1} (赤), 10^6 kg^{-1} (水色), 10^7 kg^{-1} (黄), 10^8 kg^{-1} (黒) の値を示している. 凝結核数濃度以外のパラメタは標準値を用いた.

3.6 雲粒落下の影響

大気熱構造の数値計算では雲粒落下による氷雲消失の効果を無視した。この節では雲粒落下による消失時間を見積もり、放射対流凝結平衡に向かう収束時間と比較することでその影響について議論する。

平均的サイズをもった雲粒が重力落下し、凝結層を通過する時間を消失時間 τ_{loss} と定義する。

$$\tau_{loss} = \frac{L}{v(\bar{r})} \quad (3.24)$$

ここで L は凝結層の幾何学的厚さ、 v は雲粒の落下速度、 \bar{r} は平均雲粒半径

$$\bar{r} = \frac{\int_0^\infty n_c(z)r(z) dz}{\int_0^\infty n_c(z) dz} \quad (3.25)$$

である。ここで、 n_c は雲粒の数濃度である。

雲粒はストークス沈降速度で落下すると仮定すると

$$v(r) = \frac{9}{2} \frac{\rho_{ice} g}{\eta} r^2 \quad (3.26)$$

である。ここで、 ρ_{ice} は二酸化炭素氷の密度、 η は二酸化炭素気体の粘性率である。

以上の式に古火星標準モデルに対して得られた放射対流凝結平衡状態での L および \bar{r} を代入して得られる消失時間を 図 3.12 に示した。消失時間は凝結核数濃度に強く依存しており、計算領域内では 10^4 秒から 10^7 秒までの幅を持つ。一方で大気圧が 1 気圧から 10 気圧まで変化したとしても、消失時間は数倍に伸びる。

この消失時間のパラメタ依存性は雲粒径のそれに起因するものである。落下速度の雲粒半径への依存性から、消失時間は雲粒半径のほぼ 2 乗に反比例する。その一方で雲粒半径は凝結核数濃度のほぼ $-1/2$ 乗に比例するため、消失時間は凝結核数濃度に比例する。大気圧を増やすと雲粒径はほとんど変化せずに凝結層の幾何学的厚さが増し、消失時間が長くなる。

雲粒落下の影響を受けずに、放射を介した氷雲構造の調節機構が働くには、消失時間が氷雲構造の調節に要する緩和時間と同程度かより長い必要がある。古火星条件では凝結層が放射平衡に達するのに要する緩和時間は図 3.2 で示したように $10^4 - 10^5$ 秒程度である。

消失時間は凝結核混合比が 10^5 kg^{-1} 以上の場合に凝結層が放射平衡状態に至る緩和時間よりも長くなる。しかし、凝結核数密度が 10^4 kg^{-1} 以下の場合には放射平衡構造へ緩和する前に落下によって消失し、凝結層は放射平衡構造へ達することができないと考えられる。

一方、古火星の条件では数気圧の大気全体の放射時定数は $10^7 \text{ 秒} - 10^8 \text{ 秒}$ である。氷雲による温暖化が起こるためには、凝結層が放射平衡を満たす構造に保たれる時間が大気全体の放射時定数と同程度かそれよりも長ければよい。

もしも凝結層への凝結核の再供給がないとすると、古火星条件では初期の凝結核数密度がおよそ 10^7 kg^{-1} 以上の場合に、この条件が満たされる。ただし凝結核数密度が 10^8 kg^{-1} を超えるとむしろ反温室効果が生じることには注意が必要である。また凝結核の再供給が持続的に起こり、凝結層での凝結核数密度が 10^5 kg^{-1} 以上に保持されれば、ゆっくりとした雲粒落下が生じつつ大気構造が放射対流凝結平衡状態へ漸近し、温暖な気候をもたらすことが可能になる。

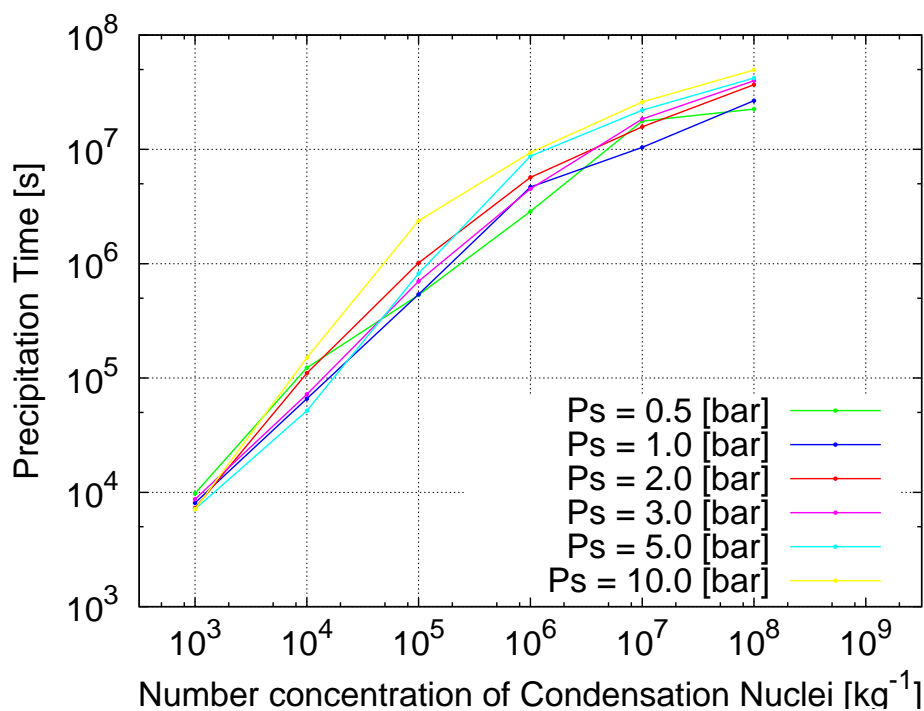


図 3.12 落下による雲の消失時間の凝結核数濃度依存性。各線は大気圧が異なる。これら以外のパラメタは標準値を用いた。

3.7 古火星気候の温暖化への応用

晴天大気条件では大気圧を増しても地表面温度は十分に上昇せず, 38 億年前の火星の温暖な気候は説明できない. 一方で二酸化炭素氷雲による放射過程を考慮した今回の研究では, 主に凝結層が放射平衡化する機構により強い温室効果が生じる (図 3.13). 古火星で生じたと考えられている地表面温度が 273 K 以上の温暖湿潤な気候は, 3 気圧の二酸化炭素-水蒸気大気で説明可能である. この古火星の温暖化を説明する最小の大気圧値は, 二酸化炭素の凝結を無視したモデルから得られる 5 気圧 (Pollack *et al.* 1989) よりも小さい.

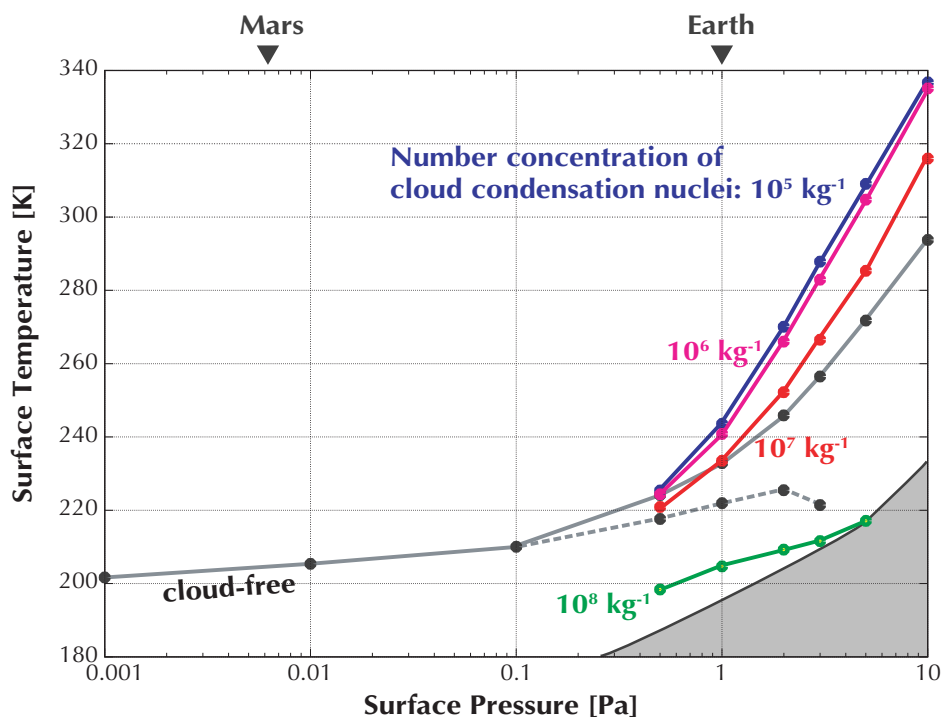


図 3.13 雲を考慮した場合の地表面温度の大気圧依存性. 各線は凝結核数濃度が異なり, 10^{-5} kg^{-1} (青), 10^{-6} kg^{-1} (紫), 10^{-7} kg^{-1} (赤), 10^{-8} kg^{-1} (緑) である. また, 灰色の線は雲が存在しない場合の値を示しており, 実線は Pollack *et al.* 1989 と同様に二酸化炭素の凝結を考慮しない場合, 破線は Kasting 1991 と同様に凝結による熱構造の変化のみを考慮した場合 (晴天大気条件) である. 現在の地球および火星の大気圧を参考のために上に示した. 大気圧および凝結核数濃度以外のパラメタは標準値を用いた.

さらに、温暖な気候が生じるために必要な凝結核数濃度条件は $10^5 - 10^7 \text{ kg}^{-1}$ の広い範囲に及ぶ。

低いクレーター風化率などの地形学的証拠から、古火星における温暖湿潤な気候は一時的ないし間欠的なものであったと推測されている。氷雲による温室効果はこれと調和的と考えられる。温室効果の強さは凝結核数濃度に大きく依存しており、強い温室効果が生じるには、凝結核数濃度が適当な範囲の値に維持される必要がある。雲粒はおよそ 100 – 300 日で重力落下するので、もしも凝結核の再供給がなければやがて凝結核数濃度は減少する。凝結核数濃度が 10^4 kg^{-1} を下回ると凝結層が放射平衡を満たす構造に緩和する前に雲粒が重力落下してしまうため温室効果は自動的に弱まる。なんらかの定常的な凝結核供給が生じていれば温室効果に有効な凝結核数濃度が維持され、温暖な気候が長期間持続する可能性もある。

現在の地球大気中の凝結核濃度は様々な時間スケールで常に変動しており、古火星大気でも同様な変動が生じていたと期待される。地球大気中の凝結核として振る舞うエアロゾルは、大きく対流圏エアロゾルと成層圏エアロゾルに分類される。対流圏エアロゾルは、人為起源や地表付近からのダストや海塩粒子の巻き上げを成因としており、成層圏エアロゾルは主に巨大火山噴火が成因となる。

放射対流凝結平衡状態の凝結層は、対流安定な構造を持つので、そこへの凝結核の供給機構は、地球の成層圏エアロゾルのそれと共通点があるかもしれない。地球の成層圏エアロゾルは火山噴火によって量的に変化することが知られている。たとえば 1991 年のピナツボ火山噴火では、エアロゾルによる近赤外放射の消散が噴火前のおよそ 100 倍にも増加したことがレーダー観測より示された (Hayashida and Horikata 2001)。古火星でもしばしば火山噴火が生じたと考えられ、火山噴火による凝結核濃度の供給によって一時的な温暖化がもたらされたのかもしれない。

火山噴火以外に凝結核の供給機構として期待されるのは隕石衝突である。38 億年前までは隕石重爆撃期にあたり頻繁に隕石が火星へ衝突していた。その際に巻き上がったダストや、隕石と共に大気に降り注ぐ惑星間塵を凝結核として氷雲が生じ、一時的に火星を暖めたかもしれない。

地球気候研究で着目されている宇宙線による凝結核形成 (Carslaw *et al.* 2002) も想定することができる。火星磁場や太陽活動の変化による宇宙線入射強度の変化が火星気候へ影響を与えたかもしれない。

3.8 系外惑星への応用

2007 年現在, 200 を超える系外惑星が発見されている。観測精度の限界から地球型惑星の観測はまだ困難だが, 系外地球型惑星の存在は惑星系形成論から予言されており (Ida and Lin 2004), 今後多数発見されるであろう。それらは二酸化炭素大気を纏い, さらに中心星放射の弱い条件下では, 二酸化炭素氷雲を形成していると期待できる。

以下では, 系外地球型惑星大気構造を明らかにする目的で, 観測可能量である重力加速度 (惑星質量), 中心星スペクトル, 軌道半径に対する放射対流凝結平衡状態の依存性を求める。系外地球型惑星の詳細な放射スペクトルから大気組成や温度構造導出されれば, 本モデルの検証を行うことが可能かもしれない。

3.8.1 惑星質量への依存性

放射対流凝結平衡状態における地表面温度および氷雲構造の重力加速度依存性を図 3.14 に示した。ここでは重力加速度以外のパラメタには古火星標準モデル値を与えている。大気柱密度を固定したまま重力加速度を変化させると, 重力加速度が大きいほど地表面温度が上昇する。これは大気圧が大きくなり, 圧力による吸収線拡大の効果が増すためである。

これに対して大気圧を 2 気圧に固定したまま重力加速度を変化させると, 重力加速度が小さいほど地表面温度が上昇する。この場合は重力加速度が小さいほど大気の柱密度が増加し, より強い温室効果が生じる。凝結層の形成される高度の圧力範囲はあまり変わらないが, その中に含まれる大気柱質量が増加し, 凝結層の放射平衡化による温度上昇と狭義の散乱温室効果がともに強くなる。

氷雲は重力加速度が大きくなるほど維持されにくい。雲粒の消失時間は重力加速度の 2 乗に反比例する (図 3.16)。これは, 大気スケールハイトは重力に反比例し, 雲層の幾何学的厚さも同様に振る舞い (図 3.17), その一方で雲粒の落下速度は重力加速度に比例するためである。これに対して氷雲が形成されることによって凝結層が放射平衡化するのに要する時間は, 重力加速度に反比例する。これは, 凝結層の圧力は二酸化炭素の飽和蒸気圧曲線に従うことにより惑星質量によらずおよそ一定の圧力範囲にあることから, 凝結層の大気柱質量が重力加速度に反比例するためである。両者を比較すると, 重力が強いほど雲粒

落下の効果が卓越するようになる。

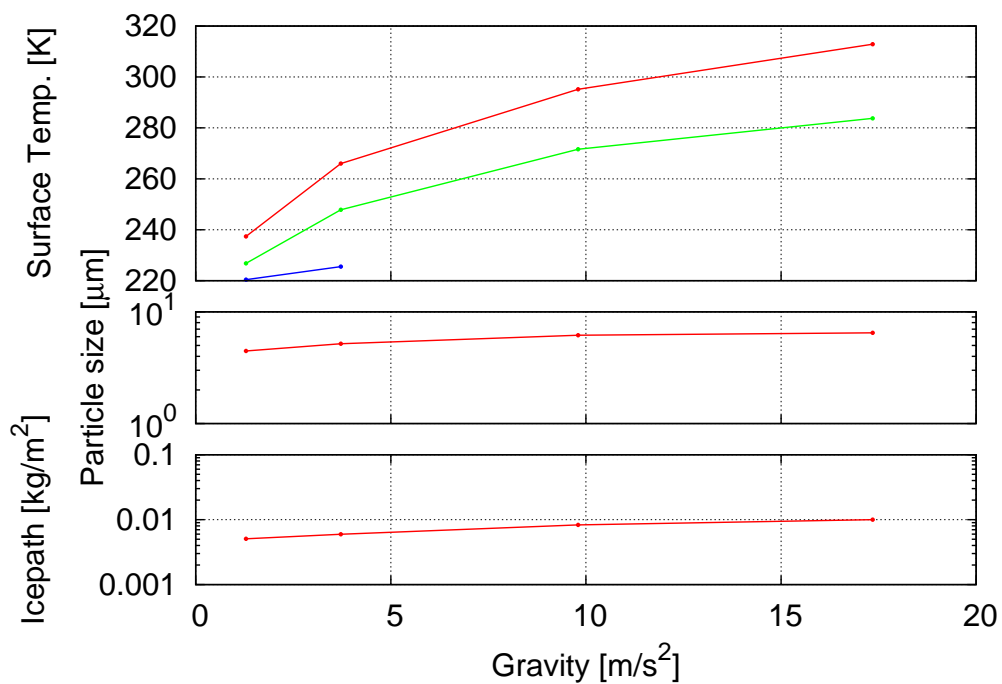


図 3.14 等しい大気柱密度を与えた場合の放射対流凝結平衡構造の重力加速度依存性。大気柱密度は、火星の重力加速度のもとで大気圧 2.0 気圧の場合の値 ($5.37 \times 10^5 \text{ kg m}^{-2}$) を与えている。重力加速度、大気圧以外のパラメタには標準値を与えた。(a) は地表面温度であり、赤線は雲を考慮した場合、青線は晴天大気の場合、緑線は晴天大気において凝結層を放射平衡化させる加熱を加えた場合の値である。(b) 平均雲粒半径、(c) 雲柱密度である。

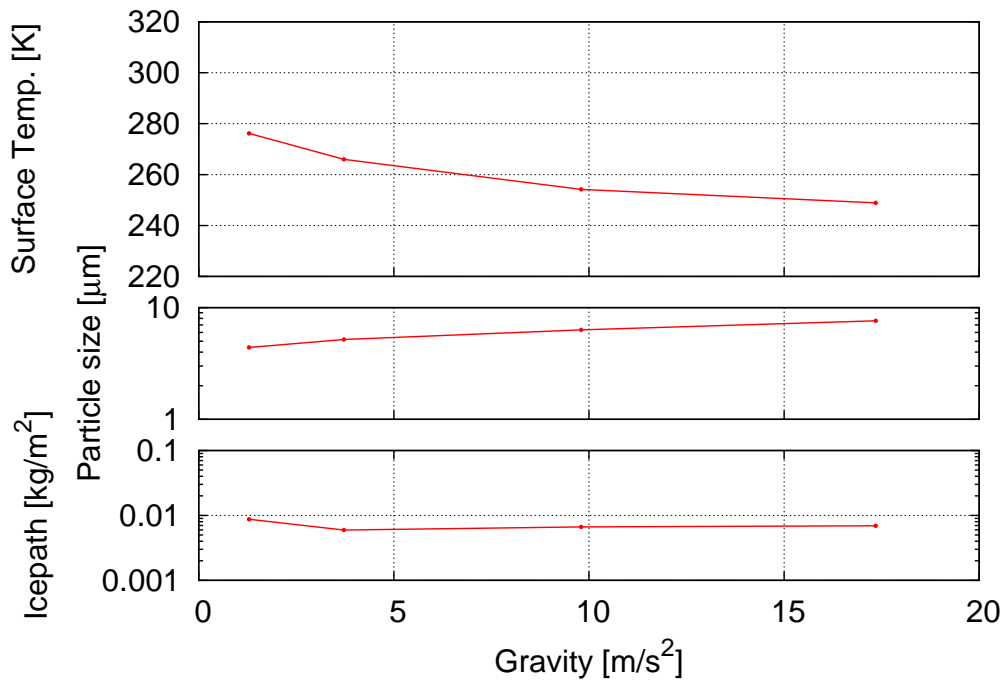


図 3.15 図 3.14 と同様. ただし, 大気圧を 2 気圧に固定した.

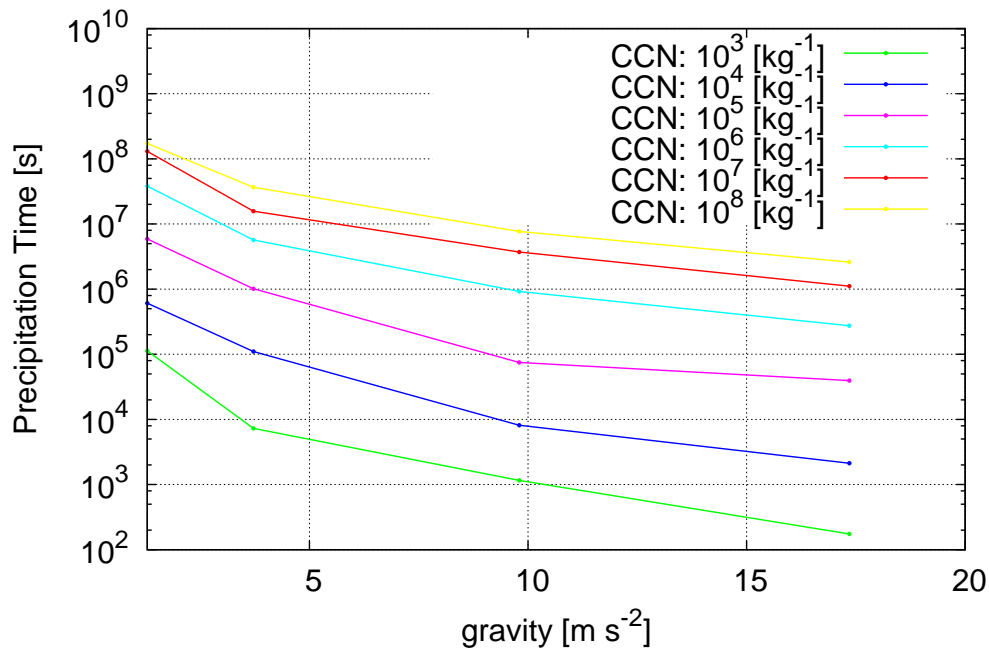


図 3.16 雲消失時間の重力加速度および凝結核数濃度の依存性. 大気柱密度を固定. それ以外のパラメタは標準値を与えた.

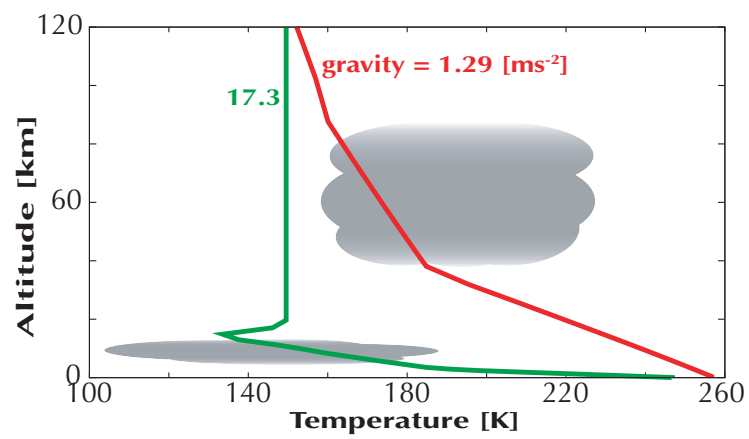


図 3.17 鉛直構造の重力加速度依存性の模式図

3.8.2 中心星スペクトルへの依存性

系外惑星系は太陽と異なるスペクトル型の恒星の周りにも見つかっている。これらの恒星では射出スペクトルが異なるため、その周りに存在する地球型惑星大気の温室効果は、仮に大気組成や大気圧が等しくてもそれぞれ異なると考えられる。この節では、温室効果の中心星スペクトルへの依存性を示す。

中心星表面温度による惑星への入射スペクトルの違いを図 3.18 に示す。中心星表面温度が下がると入射スペクトルのピークは近赤外波長へとずれる。標準値のパラメタを与えた場合、レイリー散乱が効くのはおよそ 25000 cm^{-1} 以上であり、M0 型星の場合にはレイリー散乱がほとんど効かないが、F0 型星の場合には、惑星アルベドが 0.5 まで上昇する (図 3.19)。

大気圧を 2 気圧に、中心星放射フラックスとその他のパラメタを古火星標準モデル値に固定する。このとき晴天大気条件下での放射対流平衡状態の地表面温度は、中心星表面温度が上がるにつれて低下する (図 3.20)。これは惑星アルベドが増加するためである。気温減率に二酸化炭素の凝結を考慮した場合としない場合との温度差は、中心星表面温度が上昇するほど広がる。この理由は正味短波放射の入射量が下がると、凝結層からの放射冷却がより強く効くようになるためである。中心星放射フラックスが等しくても、M0 型と G0 型のスペクトルの違いによって晴天大気条件下の放射対流平衡地表面温度は 40 K も変化する。そしてそれ以上中心星温度が高くなると、平衡解が存在しなくなる。

二酸化炭素氷雲の形成を考慮した場合、放射対流凝結平衡状態における地表面温度の中心星スペクトル型の違いによる変化幅は、およそ 10 K と小さくなる (図 3.21)。これはレイリー散乱によるアルベドの増減に伴う地表面温度の変化と氷雲の温室効果による地表面

表 3.1 モデルで用いた恒星のパラメタ

	有効温度	半径	光度比 (1=現在の太陽)
F0 型	7200 K	$1.4 R_{\odot}$	4.72
G0 型	6000 K	$1.0 R_{\odot}$	1.16
太陽	5780 K	$1.0 R_{\odot}$	1.00
K0 型	5300 K	$0.8 R_{\odot}$	4.52×10^{-1}
M0 型	3900 K	$0.6 R_{\odot}$	7.46×10^{-2}

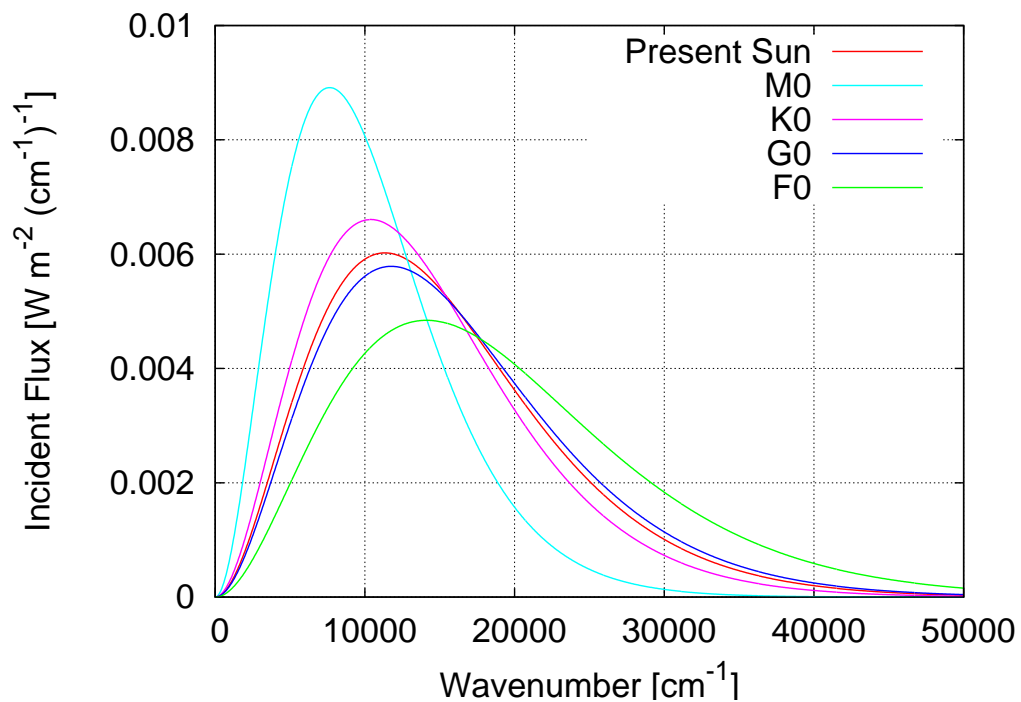


図 3.18 中心星の放射スペクトル. ただし惑星へ入射する単位面積あたりの入射放射フラックス (110 W m^{-2}) は固定. 各線は中心星表面温度が異なり, 緑: 7200 K (F0型), 青: 6000 K (G0型), 赤: 5780 K (Sun), 紫: 5300 K (K0型) 水色: 3900 K (M0型) である.

温度の変化がほぼ打ち消しあうためである. 中心星表面温度が高くなると, 氷雲による温室効果は, 凝結層の放射平衡化と赤外放射の後方散乱によるものの両者ともに効くようになる (図 3.21a). これはアルベドの上昇に伴って凝結層の高度領域が広がってその温室効果への寄与が増すためである. また, 中心星の入射スペクトルが大気分子によるレイリー散乱の強く効く紫外波長側へずれると, 雲による太陽放射の散乱が相対的に効かなくなることも, 雲による温室効果を強める要因と考えられる.

異なる凝結核数濃度を与えても, 放射対流凝結平衡状態での地表面温度の中心星表面温度依存性は 20 K と, 晴天大気の場合と比較して小さい (図 3.22). 氷雲による温室効果の効く凝結核数濃度が $10^5 - 10^7 \text{ kg}^{-1}$ の範囲では, 中心星表面温度が 5000 - 6000 K の場合に地表面温度がもっとも上昇する. ただし, 太陽スペクトルを与えたときに反温室効果が引き起こされる凝結核数濃度 10^8 kg^{-1} の場合には, 中心星温度が上がるほど地表面温度は上昇する. これは, 雲による中心星放射の散乱が効かなくなるためである.

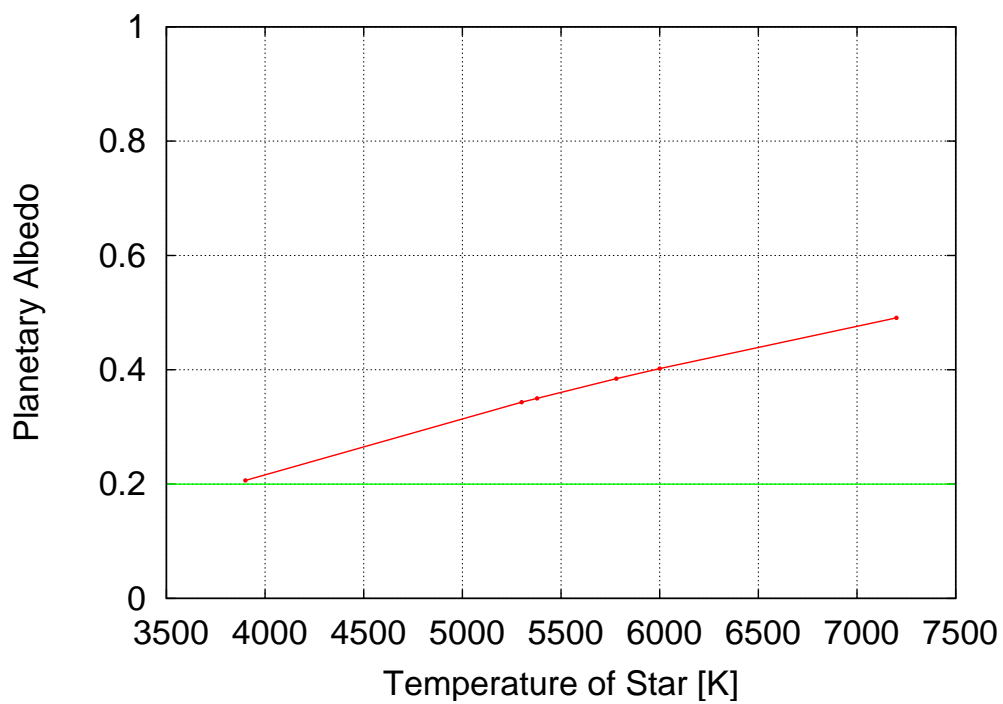


図 3.19 惑星アルベドの中心星表面温度依存性 (赤). それ以外のパラメタは標準値を与えた. 緑線は地表面の反射率である.

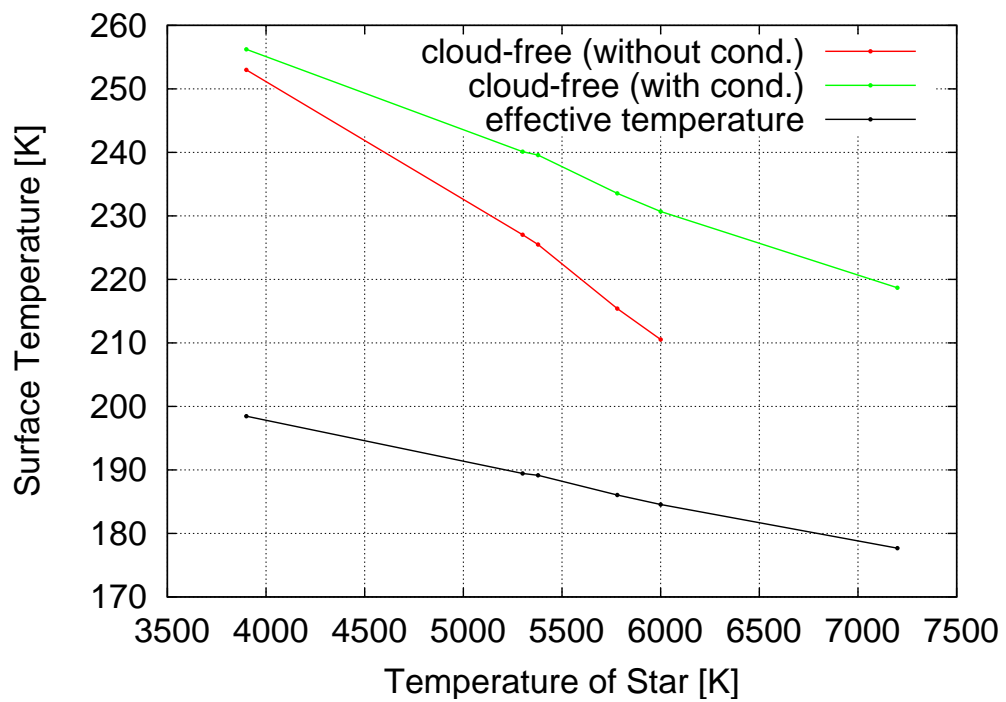


図 3.20 放射対流平衡状態における地表面温度の中心星温度依存性. 赤線は凝結を考慮した際の晴天大気での地表面温度, 緑線は凝結を無視した場合の地表面温度である. 参考値として黒線で有効放射温度を示した. 中心星温度以外のパラメタは標準値を与えた.

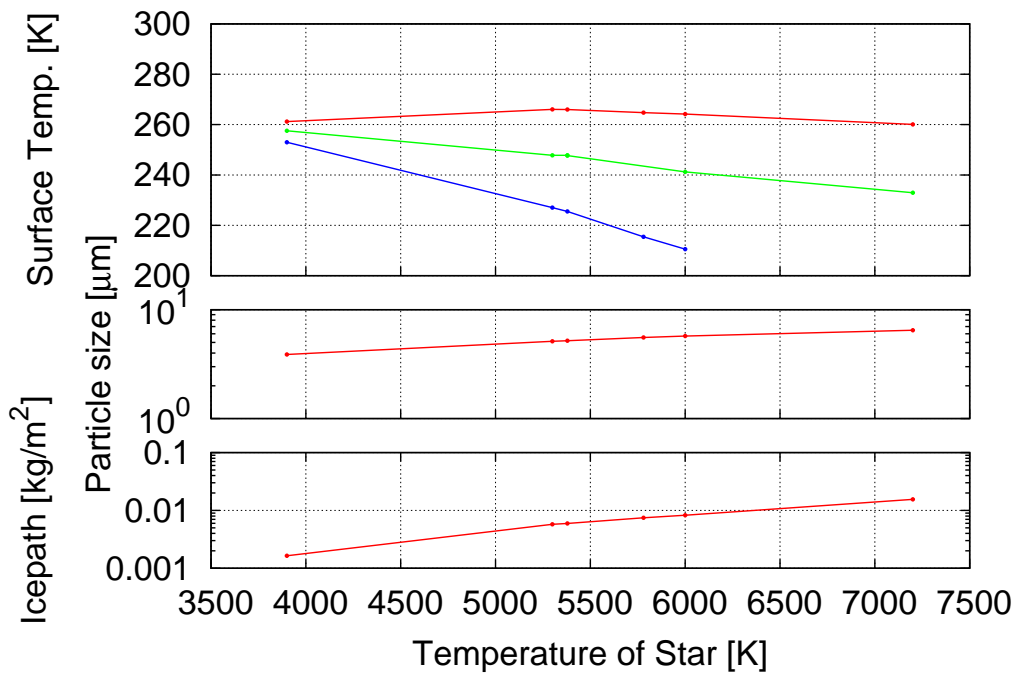


図 3.21 放射対流凝結平衡状態における大気構造の中心星表面温度依存性. 中心星温度以外のパラメタは標準値を与えた. (a) は地表面温度であり, 赤線は雲を考慮した場合, 青線は晴天大気での値, 緑線は晴天大気において凝結層を放射平衡化する加熱を与えた場合の値である. (b) は平均雲粒半径, (c) は雲柱密度である.

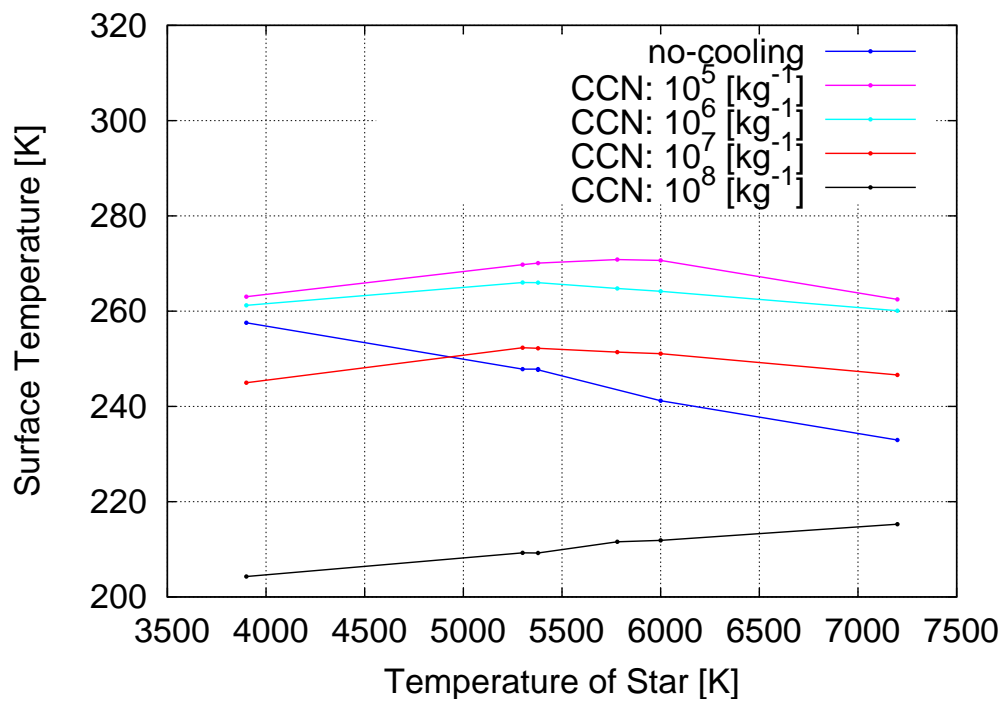


図 3.22 放射対流凝結平衡状態における地表面温度の中心星表面温度依存性. 各線はそれぞれ凝結核数濃度が異なり, 紫: 10^5 kg^{-1} , 水: 10^6 kg^{-1} , 赤: 10^7 kg^{-1} , 黒: 10^8 kg^{-1} である. 参考値として晴天大気放射加熱実験での値を示した. 中心性表面温度及び凝結核数濃度以外のパラメタは標準値を与えた.

3.8.3 Habitable Zone の外側境界

放射対流凝結平衡状態における地表面温度の太陽放射入射量への依存性を図 3.23 に示した。ここでは、38 億年前の暗い太陽の放射スペクトルを与え、入射量の違いは惑星軌道半径の違いによるものとする。10 気圧の大気と古火星条件で最も温室効果の効く凝結核数濃度 10^5 kg^{-1} を与えた。その他のパラメータは古火星標準モデル値に固定する。

太陽放射の減少につれて大気全体が寒冷化し、二酸化炭素氷雲の粒径と柱密度は増加する。氷雲による狭義の散乱温室効果は、太陽放射入射量が 40 W m^{-2} までは強く効いているが、 30 W m^{-2} 以下では反温室効果に転じる。これは雲が光学的に非常に厚くなり、太陽放射が地表面までほとんど届かなくなるためである。

凝結核数濃度も変化させた場合の、放射対流凝結平衡状態における地表面温度の変化を図 3.24 に示す。火星軌道半径における太陽放射フラックスでは、凝結核数濃度が 10^5 kg^{-1} で最も強い温室効果が生じるが、太陽放射フラックスが小さくなると最も強い温室効果が生じる凝結核数濃度が上昇する。これは太陽放射が弱まると、粒径が増す効果があり、赤外放射を選択的に後方散乱できる粒子半径の氷雲は、より凝結核数濃度の高い条件下で生じるようになるためである。ただし軌道半径が大きくなりすぎると、狭義の散乱温室効果を生じやすい粒径の氷雲が形成されても、それは光学的に厚くなりすぎ、温室効果は弱まる。

38 億年前の暗い太陽光度条件下で火星質量の惑星が 10 気圧の二酸化炭素-水蒸気大気を持つ場合、地表面温度が 273 K を超える温暖な気候が生じるのに必要な太陽放射入射量は $30 - 40 \text{ W m}^{-2}$ であり、Habitable Zone の外側境界半径は、晴天大気条件下の 1.3 AU (Kasting *et al.* 1993) からほぼ倍の 2.9 AU まで広がる。大気圧を維持したまま惑星質量を変化させると、外側境界半径は火星質量の場合と比較して狭くなった (図 3.25)。これは、月質量の場合には 2.5 AU を超えると雲の光学的厚さが大きくなりすぎて温室効果が弱まり、逆に惑星質量が大きくなると、大気量が少なくなり、ガスの温室効果が効かなくなるためである。このように、地球型惑星程度の惑星質量であれば散乱温室効果によって、Habitable Zone の外側境界は 2.4 - 2.9 AU まで広がる。

また、温暖な気候に必要な中心星放射の入射量は中心星スペクトル型が M0 - F0 型まで変化した場合でもほとんど変わらず (図 3.26)、太陽系の場合と同じように Habitable Zone の外側境界は晴天大気の場合と比較してほぼ倍の半径に広がる。

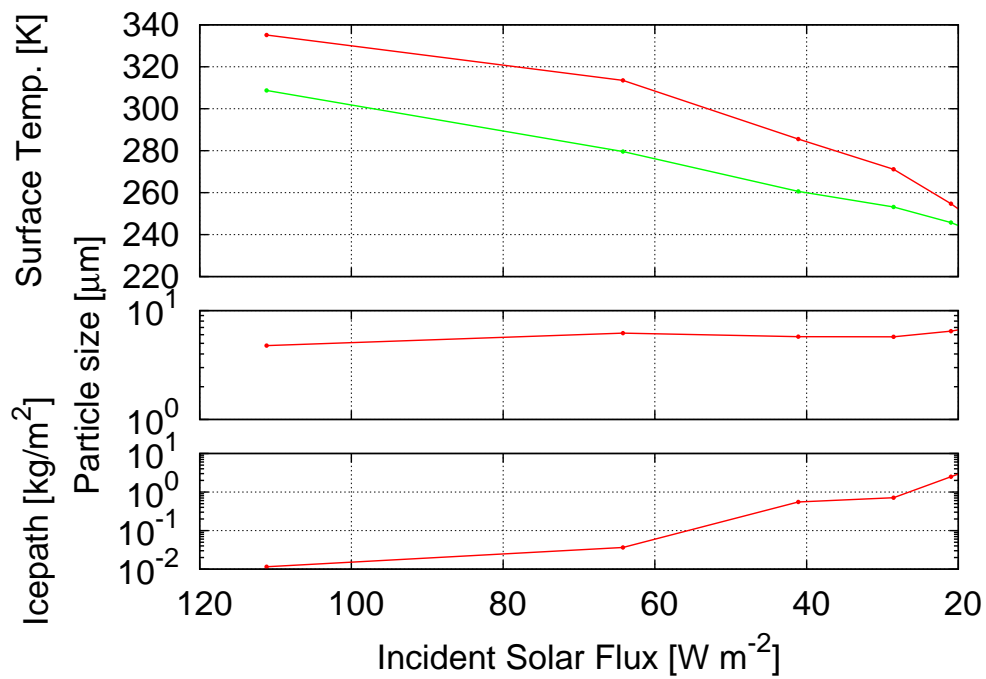


図 3.23 放射対流凝結平衡状態の太陽放射入射量依存性. 凝結核数濃度は 10^6 kg^{-1} , 大気圧 10 気圧の場合. それら以外のパラメタは標準値を与えた. (a) は地表面温度で, 赤線は雲を考慮した場合, 緑線は晴天大気において凝結層の放射冷却を打ち消す加熱を与えた場合の値である. (b) は平均雲粒半径, (c) は雲面密度である.

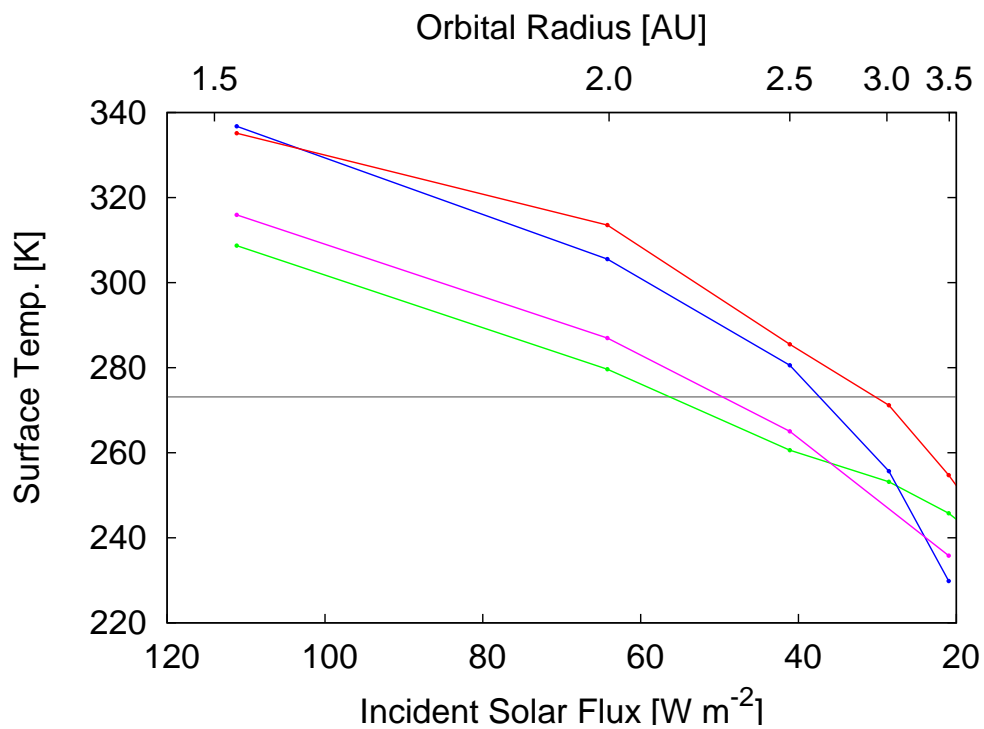


図 3.24 放射対流凝結平衡状態における地表面温度の太陽放射入射量依存性. 各線は凝結核数濃度が異なり, 青線は 10^5 kg^{-1} 赤線は 10^6 kg^{-1} 紫線は 10^7 kg^{-1} の場合である. 大気圧は 10 気圧とし, それら以外のパラメタは標準値を与えた. 緑線は晴天大気において凝結層の放射冷却を打ち消すを加熱を与えた場合の値である.

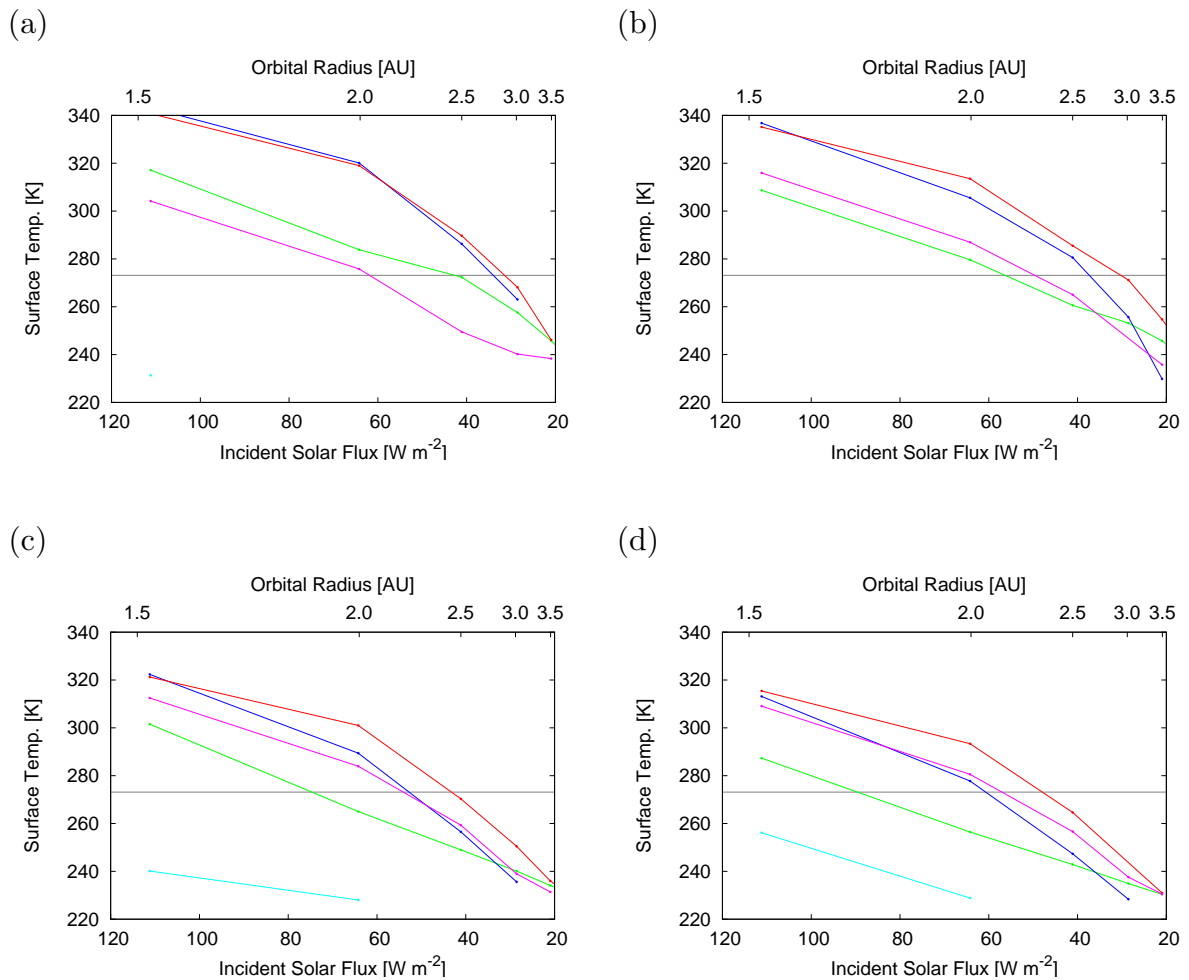


図 3.25 放射対流凝結平衡状態における地表面温度の軌道半径依存性. 各線は雲の凝結核数濃度が異なり, 青は 10^5 kg^{-1} , 赤は 10^6 kg^{-1} , 紫は 10^7 kg^{-1} , 水色は 10^8 kg^{-1} の値である. 参考のために, 緑線は晴天大気において凝結層の放射冷却を打ち消す加熱を与えた場合の値 (緑) と, 水の凝固点 (灰色) を記した. 大気圧 10 気圧 , 中心星温度 $5.37 \times 10^3 \text{ K}$ の場合. 各パネルは重力加速度が異なり, それぞれ (a) 1.29 m s^{-2} (b) 3.72 m s^{-2} (c) 9.80 m s^{-2} (d) 17.4 m s^{-2} である.

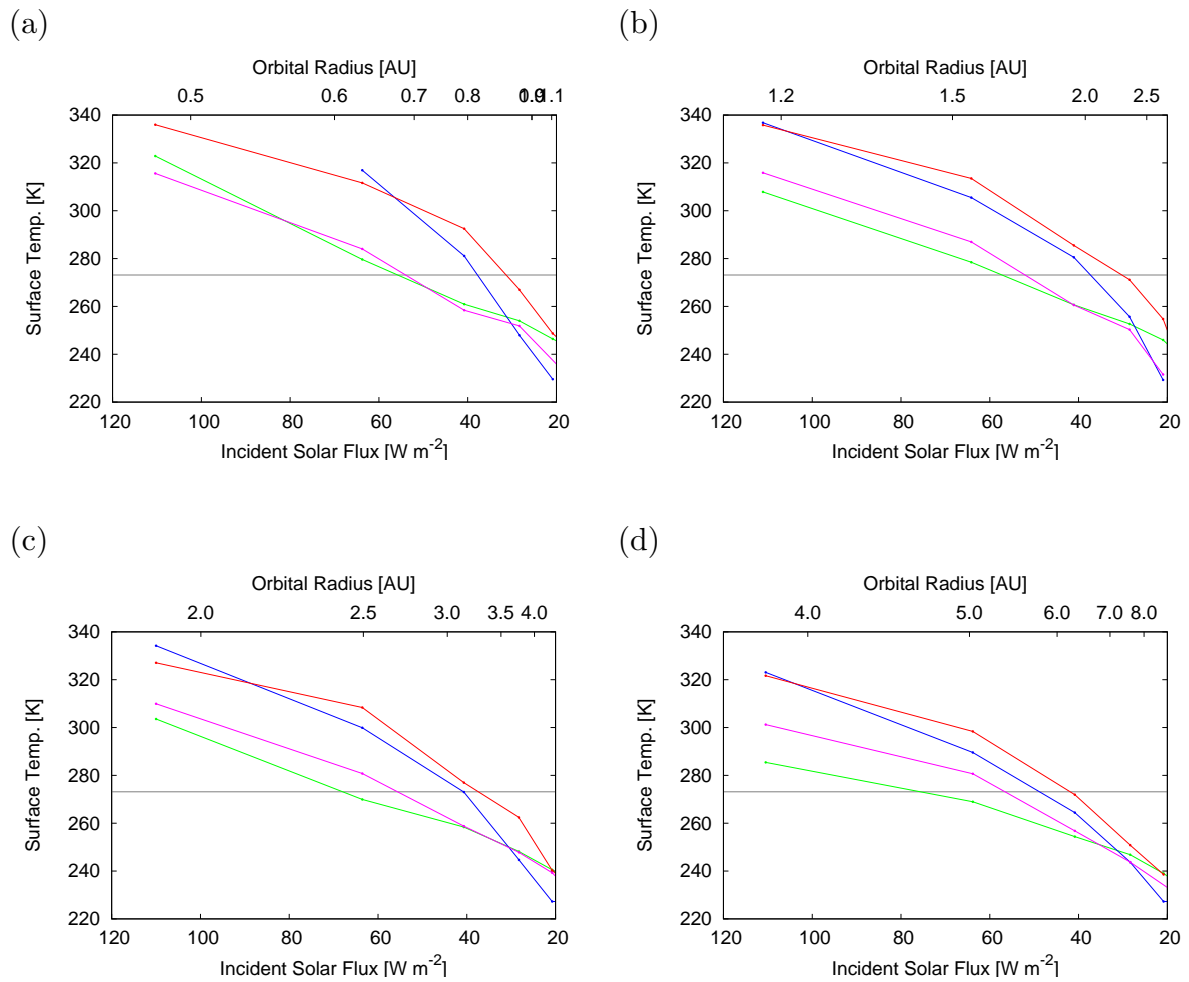


図 3.26 放射対流凝結平衡状態における地表面温度の太陽放射入射量依存性. 各線は雲の凝結核数濃度が異なり, 紫は 10^5 kg^{-1} , 赤は 10^6 kg^{-1} , 水色は 10^7 kg^{-1} の値である. 参考のために, 緑線は晴天大気において凝結層の放射冷却を打ち消す加熱を与えた場合の値 (緑) と, 水の凝固点 (灰色) を記した. 中心星スペクトルはそれぞれ (a) M0 型 (b) K0 型 (c) G0 型 (d) F0 型である. 大気圧 10 気圧, それ以外のパラメタには古火星標準モデル値を与えた.

第4章

結論

古火星の温暖化機構として有力視されている高圧の二酸化炭素大気中の二酸化炭素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することが知られてきた。本研究では凝結層において対流を伴わない、放射冷却による雲形成を想定し、放射過程を介した氷雲構造の調節機構、氷雲の形成が大気熱構造に及ぼす影響、その結果もたらされる温室効果の強さを、吸収係数の波長依存性と氷雲の凝結蒸発過程を考慮した大気放射モデルを構築して明らかにした。

氷雲の形成過程は大気中の凝結核数濃度に依存して変化する。凝結核数濃度が一定の範囲内にある場合、氷雲の粒径や鉛直分布は二酸化炭素凝結層が雲粒による散乱によって加熱を受け、放射平衡化されるように調節される。一方で凝結核数濃度が極めて高い場合には、むしろ太陽放射の後方散乱が卓越するほど粒径が小さくなり、その反温室効果によって大気が地表面へ凝結してしまう。

凝結核数濃度によって大気のエネギー輸送の構造は大きく変わる。凝結核数濃度が $10^5 - 10^7 \text{ kg}^{-1}$ の場合、凝結層では氷雲による放射散乱の働きで局所的な放射平衡状態が達成されるまで雲粒が成長し、それに起因した強い温室効果が生じる。凝結核数濃度が 10^4 kg^{-1} 以下の場合、雲粒の落下が無視できず、凝結層が放射平衡に達する前に雲粒が失われる。この場合、凝結層の放射冷却と釣り合うように対流によって熱が運ばれるため、晴天大気条件と同様に、大気の温室効果は弱まる。凝結核数濃度が 10^8 kg^{-1} 以上になると極めて細粒の氷雲が生じて反温室効果をもたらす。

氷雲による温室効果は、これまで赤外放射の選択的な後方散乱による機構のみが着目されていた。氷雲による放射散乱は、凝結層からの放射冷却を打ち消し、地表面からの対流熱

輸送を弱める働きがある。この仕組みによって強い温室効果をもたらされることが今回明らかになった。このため赤外放射の選択的後方散乱を必ずしも引き起こさない粒径や光学的厚さをもつ雲層によっても温室効果が生じる。

約 38 億年前の古火星大気の温暖化は、3 気圧の二酸化炭素-水蒸気大気が存在すれば説明可能である。これは二酸化炭素の凝結を無視したモデルによる従来の推定値 (Pollack *et al.* 1989) よりも小さな大気量である。地表面温度は凝結核濃度にも強く依存する。凝結核濃度は地表からのダストの巻き上げ、火山噴火、隕石衝突、宇宙線の強度変化などにより時間的に変化することが期待される。このことから、古火星で凝結核数濃度の変動が生じ、間欠的に温暖な気候が生じたのかもしれない。これは古火星の温暖化が一時的ないし間欠的であったことを示唆する低いクレーター風化率等の地形学的証拠と調和的である。

氷雲による温室効果を考慮すると、表面に液体の水の存在可能な地球型惑星の軌道範囲、すなわち Habitable Zone は従来の推定よりももっと広い可能性がある。大気圧 10 気圧では、火星サイズの惑星で地表面温度が水の凝固点を超えることのできる最大軌道半径は、中心星として 38 億年前の太陽を仮定すると 2.9 AU となる。これは晴天大気を仮定した場合に得られる 1.3 AU よりも大幅に広がった値である。これは軌道半径が大きくなると、太陽放射の入射量は減少するが、その分、凝結層の高度範囲が広がり、より厚い氷雲が形成され、強い温室効果が生じることによる。しかしながら、軌道半径が 3.0 AU を超えると、温室効果をもたらすのにもっとも適した凝結核数濃度を与えても、太陽放射をほとんど透過できないほど氷雲が厚くなってしまい、氷雲の温室効果は弱まってしまう。

惑星への入射フラックスを古火星条件に保ったまま、中心星のスペクトル型を変化させた場合、晴天大気条件では地表面温度が大きく変化するが、氷雲による温室効果を考慮するとその変化が小さくなる。中心星表面温度が高いほど気体分子によるレイリー散乱によって、アルベドが高くなるため、晴天大気における地表面温度は低くなる。一方で氷雲の形成を考慮すると、アルベドが高いほど惑星の有効放射温度は下がるが、厚い氷雲が形成され温室効果が強くなる。氷雲による温室効果を考慮した場合、M 型星から F 型星のなかでもっとも高い地表面温度が得られるのは G 型星である。大気柱密度を固定して惑星質量 (表面重力加速度) を変化させた場合、惑星質量が小さいほど氷雲による散乱温室効果が生じやすい傾向がある。これは、重力加速度が小さい方が大気質量が大きくなり、より大気や雲の温室効果が強く働くためである。

謝辞

本論文を執筆するにあたり、多くの方にお世話になりました。指導教員である北海道大学倉本圭教授には放射過程や惑星大気構造の基礎知識から研究テーマの選定、論文作成まで一貫して指導して頂きました。様々な議論をする中で生まれる疑問にご意見を下さり、常に計算結果を積極的に評価して下さったからこそ、本研究を学位論文としてまとめることができました。

神戸大学林祥介教授には、セミナーや審査会の際に地球大気研究との対比からの鋭い指摘を頂き、思考の幅を広げて下さいました。神戸大学高橋芳幸博士には、モデルの構築に際し経験者として多くの助言を頂いただけでなく、日々の議論に付き合っ下さり、論理的思考力を鍛えて下さいました。東京大学阿部豊准教授、北海道大学渡部重十教授、石渡正樹准教授、小高正嗣助教には、折に触れて貴重な助言を頂き、研究の質を向上させて頂きました。惑星物理学研究室のOBである小杉田圭之氏の修士論文と横畠徳太博士の学位論文は本研究を行う上での基礎となりました。神戸大学はしもとじょーじ助教には本研究で開発した放射コードの参考となるコードを快く提供して頂きました。小松研吾氏、森川靖大氏、福井隆氏、塚原大輔氏、高橋香織氏を始めとする惑星物理学研究室の皆様には、日々議論に付き合っただけでなく、昼夜構わず研究に取り組む姿にとっても励まされました。皆様に心から感謝いたします。

また、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 利用させて頂きました。併せて感謝申し上げます。

付録 A

静的安定度の定式化

A.1 静的安定度の定義式

以下の仮定において、静的安定度の導出を行う。

- 気塊と周辺大気との圧力差はすぐ解消される (パーセル法の適用)

$$p^* = p \quad (\text{A.1})$$

- 変動前の気塊と周辺大気の密度および二酸化炭素氷の質量混合比は等しい

$$\rho^*|_{z=z_0} = \rho|_{z=z_0}, \quad q_{ice}^*|_{z=z_0} = q_{ice}|_{z=z_0} \quad (\text{A.2})$$

- 二酸化炭素の凝結物は落下しないが、水は落下する。

大気中に周辺の場合と同じ密度及び雲質量混合比を持つ気塊が断熱的に δz 鉛直変位した場合を考える。気塊の運動方程式は

$$\frac{d^2\delta z}{dt^2} = \frac{(\rho - \rho^*)g}{\rho^*} \quad (\text{A.3})$$

である。ただし ρ は密度であり、ガス密度 ρ_g と雲密度 ρ_c との和である。* は気塊の値を意味する。また、 g は重力加速度である。右辺の ρ, ρ^* をテイラー展開し、二次以降の微小項を無視すると、

$$\frac{(\rho - \rho^*)g}{\rho^*} \simeq \frac{g}{\rho^*} \left\{ \left(\rho|_{z=z_0} + \frac{d\rho}{dz}\delta z \right) - \left(\rho^*|_{z=z_0} + \frac{d\rho^*}{dz}\delta z \right) \right\}$$

$$= \frac{g}{\rho^*} \left(\frac{d\rho}{dz} - \frac{d\rho^*}{dz} \right) \delta z \quad (\text{A.4})$$

となる. ここで $\delta z = A \sin(Nt + C)$ を代入すると静的安定度は

$$N^2 = \frac{g}{\rho} \left(\frac{d\rho^*}{dz} - \frac{d\rho}{dz} \right) \quad (\text{A.5})$$

と定義される. さらに, $N^2 > 0$ ならば, $\delta z = A \sin(Nt + C)$ が一般解となり, 負の浮力が復元力となって単振動が生ずる, $N^2 < 0$ の場合には時間とともに指数関数的に変位が増す解が得られ, このような気層は不安定成層している事になる. 雲の質量混合比 $q_{ice} = \rho_c / \rho_g$ を導入し,

$$\frac{d\rho_c}{dz} = q_{ice} \frac{d\rho_g}{dz} + \rho_g \frac{dq_{ice}}{dz} \quad (\text{A.6})$$

を用いて静的安定度の表式を変形すると,

$$\begin{aligned} N^2 &= \frac{g}{\rho^*} \left(\frac{d\rho_g^*}{dz} - \frac{d\rho_g}{dz} + \frac{d\rho_c^*}{dz} - \frac{\rho_c}{z} \right) \\ &= \frac{g}{\rho_g^*(1+q_{ice})} \left\{ (1+q_{ice}^*) \frac{d\rho_g^*}{dz} - (1+q_{ice}) \frac{d\rho_g}{dz} + \rho_g^* \frac{dq_{ice}^*}{dz} - \rho_g \frac{dq_{ice}}{dz} \right\} \quad (\text{A.7}) \end{aligned}$$

となる. さらに理想気体の状態方程式が成り立つとすると,

$$\begin{aligned} N^2 &= \frac{gT^*}{(1+q_{ice})} \left\{ (1+q_{ice}^*) \frac{d}{dz} \left(\frac{1}{T^*} \right) - (1+q_{ice}) \frac{d}{dz} \left(\frac{1}{T} \right) + \frac{1}{T^*} \frac{dq_{ice}^*}{dz} - \frac{1}{T} \frac{dq_{ice}}{dz} \right\} \\ &= \frac{gT^*}{(1+q_{ice})} \left\{ -(1+q_{ice}^*) \frac{dT^*}{dz} + (1+q_{ice}) \frac{dT}{dz} + \frac{1}{T^*} \frac{dq_{ice}^*}{dz} - \frac{1}{T} \frac{dq_{ice}}{dz} \right\} \\ &= \frac{g}{T^*} \left(\frac{dT}{dz} - \frac{dT^*}{dz} \right) + \frac{g}{1+q_{ice}} \left(\frac{dq_{ice}^*}{dz} - \frac{dq_{ice}}{dz} \right) \quad (\text{A.8}) \end{aligned}$$

となる. これが温度 T 及び雲質量混合比 q_{ice} を用いた静的安定度の表式である.

A.2 断熱時の雲質量混合比勾配の導出

ここでは, 気塊が 1 kg の気体と q_{ice} kg の固体を含み, 蒸発と凝結が平衡を維持していると考え. 気塊が断熱的に変化する場合, 熱力学第一法則より

$$dQ = C_v dT + q_{ice} C_{ice} dT - p \frac{d\rho_g}{\rho_g^2} + L_{CO_2} (-dq_{ice}) \quad (\text{A.9})$$

$$= 0 \quad (\text{A.10})$$

である。ただし、 C_v は気体の定積比熱、 C_{ice} は固体の比熱、 L_{CO_2} は二酸化炭素の潜熱である。ここで状態方程式を変形した

$$p = \frac{\rho_g RT}{M_{CO_2}} \quad (A.11)$$

$$-p \frac{d\rho_g}{\rho_g^2} + \frac{dp}{\rho_g} = \frac{R dT}{M_{CO_2}} \quad (A.12)$$

$$= (C_p - C_v) dT \quad (A.13)$$

を代入すると、

$$C_p dT + q_{ice} C_{ice} dT - \frac{dp}{\rho_g} - L_{CO_2} dq_{ice} = 0 \quad (A.14)$$

となる。ただし、 C_p は気体の定圧比熱である。さらに静水圧の関係式を用いると、

$$C_p dT + q_{ice} C_{ice} dT + g dz - L_{CO_2} dq_{ice} = 0 \quad (A.15)$$

と変形される。これより断熱系での雲質量混合比の勾配は、断熱温度勾配を用いて

$$\frac{dq_{ice}^*}{dz} = \frac{1}{L_{CO_2}} \left[(C_p + q_{ice} C_{ice}) \frac{dT^*}{dz} + g \right] \quad (A.16)$$

と書く事ができる。

付録 B

放射対流凝結平衡モデルの定式化

B.1 鉛直座標

大気層を鉛直 N 層に区分し, 上の層から下へと層の番号をつける. 整数レベルと半整数レベルを定義する.

半数レベルでの圧力 $P_{n-1/2}$ と, 整数レベルの気温 T_n , 凝結物混合比 $q_{ice,n}$ を定義する. レベル $1/2$ は大気上端 ($P = 0$) であり, レベル $N + 1/2$ は大気下端 ($P = P_s, P_s$ は地表面気圧) である. $P_{3/2} = 1.0$ [Pa] を与え, それより下層の半整数レベルの圧力は, 対数等分よりも上層に行くにつれて広がるよう,

$$\log\left(\frac{P_{n+1/2}}{P_{n-1/2}}\right) \propto (1+a)^{-1} \quad (\text{B.1})$$

を満たすようにとる. ただし, $a = 0.1$ である. 整数レベルの圧力は,

$$P_n = \frac{P_{n-1/2} + P_{n+1/2}}{2} \quad (\text{B.2})$$

とする.

半整数レベルの気温は,

$$T_{1/2} = T_1$$

$$T_{n+1/2} = \frac{T_n \log(P_{n+1/2}/P_n) + T_{n+1} \log(P_{n+1}/P_{n+1/2})}{\log(P_{n+1}/P_n)} \quad (\text{B.3})$$

$$n = 1, 2, \dots, N-1 \quad (\text{B.4})$$

$$T_{N+1/2} = T_N$$

とする。また、各層の温度幅は

$$\Delta T_n = T_{n+1/2} - T_{n-1/2} \quad (\text{B.5})$$

$$\Delta T_{n-1/2} = T_n - T_{n-1} \quad (\text{B.6})$$

と表記する。圧力幅も同様である。

B.2 放射加熱

Toon *et al.* (1989) の二方向近似の式を用いて放射伝達を解き、放射フラックスを求める (付録 C 参照)。これは、複数の雲による多重散乱を考慮し、計算効率及び精度がバランスよく計算できるため、一次元での平衡収束計算や火星大気大循環モデルなどの計算量の多い場合によく用いられている。

放射による加熱項 Q_{rad} K s^{-1} は放射フラックスを用いると

$$Q_{rad,n} = \frac{g}{\Delta P_n C_p} \sum [F_{n+\frac{1}{2}}^{net}(\nu) - F_{n-\frac{1}{2}}^{net}(\nu)] \Delta \nu \quad (\text{B.7})$$

となる。ただし、 $F_{net}(\nu)$ は波数 ν での正味上向きの放射フラックス ($\text{W m}^{-2} (\text{cm}^{-1})^{-1}$)、 P は圧力、 C_p は定圧比熱である。

B.3 時間積分

温度の時間積分は前進差分で行う。

$$T_n^{t+\Delta t} = T_n^t + Q_{rad,n}^t \times \Delta t \quad (\text{B.8})$$

放射による加熱項 Q_{rad} K s^{-1} は

$$Q_{rad,n}^t = (F_{net,n+\frac{1}{2}}^t - F_{net,n-\frac{1}{2}}^t) \times \frac{g}{\Delta p_n} \times \frac{1}{C_p} \quad (\text{B.9})$$

ただし、 F_{net} は正味上向きの放射フラックス、 p は圧力、 C_p は定圧比熱である。

B.4 CO₂ 凝結蒸発過程

CO₂ 以外の大気成分は微量であると見なし、大気温度が CO₂ の凝結温度を下回った場合には凝結スキームを適用する。このスキームは大気温度が凝結温度となることを要求する。凝結した CO₂ は雲となり、その場に留まる。

大気凝結条件は以下の通りである。

$$\hat{T} < T_{sat,CO_2}(p) \quad (B.10)$$

ただし、 \hat{T} は調節前の大気温度、 T_{sat,CO_2} は CO₂ 凝結温度である。

調節後の温度は

$$T = T_{sat,CO_2}(p) \quad (B.11)$$

となり、そのエネルギー差分は大気凝結に用いる。

$$Q_{cond} = -(\hat{T} - T_{sat,CO_2}(p)) \times C_p \quad (B.12)$$

よって、雲の質量混合比 q_{ice} の変化は、以下のように計算される。

$$q_{ice} = \hat{q}_{ice} + \frac{Q_{cond}}{L_{CO_2}} \quad (B.13)$$

ただし、 L_{CO_2} は CO₂ の潜熱である。

ここで層内では単一粒径であると仮定すると、雲粒径は次の式で計算される。

$$r = \left(\frac{q_{ice}}{N_{CCN}} \frac{3}{4\rho_{ice}\pi} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (B.14)$$

ただし、 N_{CCN} は凝結核数濃度 kg^{-1} 、 ρ_{ice} は CO₂ ice の密度である。

B.5 対流調節過程

温度勾配が断熱温度勾配よりも大きい場合には、鉛直対流によるエネルギー輸送が生じ、大気的全エネルギーを維持したまま、温度勾配を断熱温度勾配へ一致させる。

対流調節条件は以下の通りである.

$$\begin{aligned}\hat{T}_{n-1} &< \hat{T}_n - \Delta\hat{T}_{n-1/2}^* \\ &= \hat{T}_n + \log\left(\frac{p_n}{p_{n-1}}\right) \frac{R\hat{T}_{n-\frac{1}{2}}}{M_{\text{CO}_2}g} \times \frac{d\hat{T}^*}{dz} \Big|_{n-\frac{1}{2}}\end{aligned}\quad (\text{B.15})$$

このとき, 大気的全エネルギーを保存させながら対流中立構造となるように温度を調節する. ただし, 対流調節によって変動する大気的全エネルギーのうち, 重力ポテンシャルと潜熱によるものは無視できるとする.

$$C_p T_n \frac{\Delta p_{n-1/2}}{g} + C_p T_{n-1} \frac{\Delta p_{n-3/2}}{g} = C_p \hat{T}_n \frac{\Delta p_{n-1/2}}{g} + C_p \hat{T}_{n-1} \frac{\Delta p_{n-3/2}}{g} \quad (\text{B.16})$$

さらに調節による温度変化は小さく, 温度勾配は変化しないものとする.

$$\Delta T_{n-1/2} = \Delta\hat{T}_{n-1/2}^* = \log\left(\frac{p_n}{p_{n-1}}\right) \frac{R\hat{T}_{n-\frac{1}{2}}}{M_{\text{CO}_2}g} \times \frac{d\hat{T}^*}{dz} \Big|_{n-\frac{1}{2}} \quad (\text{B.17})$$

これより, 調節後の温度は以下のように導出される.

$$T_n = \frac{\hat{T}_n \Delta p_{n-1/2} + \hat{T}_{n-1} \Delta p_{n-3/2} + \Delta\hat{T}_{n-1/2}^* \Delta p_{n-3/2}}{\Delta p_{n-1/2} + \Delta p_{n-3/2}} \quad (\text{B.18})$$

$$T_{n-1} = T_n - \Delta\hat{T}_{n-1/2}^* \quad (\text{B.19})$$

この後, 対流調節層と直上層が対流不安定構造を形成している場合には, 対流調節層を直上層まで広げる. 例えば, n 層から $n-k$ 層で対流調節が生じているとすると,

$$\begin{aligned}if \quad \hat{T}_{n-k} &< T_{n-k+1} - \Delta\hat{T}_{n-k+1/2}^* \\ T_n &= \frac{\sum_{i=0}^k \hat{T}_{n+i} \Delta p_{n-1/2-i} + \sum_{i=1}^k \Delta\hat{T}_{n-i+1/2}^* \Delta p_{n-i-1/2}}{\sum_{i=0}^k \Delta p_{n-i-1/2}}\end{aligned}\quad (\text{B.20})$$

$$T_{n-j} = T_n - \sum_{i=1}^j \Delta\hat{T}_{n-i+1/2}^* \quad (j = 1, 2, \dots, k) \quad (\text{B.21})$$

となる.

最下層から順に各層で対流調節を行い, さらにそれを 5 回繰り返す.

付録 C

放射伝達モデルの定式化

C.1 基礎方程式

散乱過程を考慮した放射強度の伝達方程式は

$$\begin{aligned} \mu \frac{\partial I_\nu}{\partial \tau_\nu}(\tau_\nu, \mu, \phi) = & I_\nu(\tau_\nu, \mu, \phi) - S_\nu(\tau_\nu, \mu, \phi) \\ & - \frac{\omega_{0\nu}}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 P_\nu(\mu, \mu', \phi, \phi') I_\nu(\tau_\nu, \mu', \phi') d\mu' d\phi' \end{aligned} \quad (\text{C.1})$$

と記述される。ただし、 I は放射強度、 τ は光学的深さ、 μ は天頂角余弦、 ϕ は方位角、 ω_0 は一次散乱アルベド、 P は散乱位相関数、 ν は波数である。右辺第一項は、吸収および散乱による放射強度の減衰、第三項は太陽直達光以外の散乱による放射強度を意味する。第二項は大気射出

$$S_{\nu e}(\tau_\nu, \mu, \phi) = (1 - \omega_0) B_\nu(T), \quad (\text{C.2})$$

太陽直達光の散乱

$$S_{\nu s}(\tau_\nu, \mu, \phi) = \frac{\omega_{0\nu}}{4} F_{s\nu} P_\nu(\mu, -\mu_0, \phi, \phi_0) \exp(-\tau_\nu/\mu_0) \quad (\text{C.3})$$

による放射強度の増加項である。ただし、 B はプランク関数、 T は気層の温度、 $\pi F_{s\nu}$ は太陽放射フラックス、 μ_0, ϕ_0 は太陽放射の入射角度である。

(C.1) を方位角方向に積分すると、

$$\mu \frac{\partial I_\nu}{\partial \tau_\nu}(\tau_\nu, \mu) = I_\nu(\tau_\nu, \mu) - S_\nu(\tau_\nu, \mu) - \frac{\omega_{0\nu}}{2} \int_{-1}^1 P_\nu(\mu, \mu') I_\nu(\tau_\nu, \mu') d\mu' \quad (\text{C.4})$$

となる。ただし、

$$I_\nu(\tau_\nu, \mu) = \int_0^{2\pi} I_\nu(\tau_\nu, \mu, \phi) d\phi \quad (\text{C.5})$$

$$P(\mu, \mu') = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} P_\nu(\mu, \mu', \phi, \phi') d\phi \quad (\text{C.6})$$

であり、放射強度の増加項は

$$S_\nu(\tau_\nu, \mu) = \int_0^{2\pi} S_\nu(\tau_\nu, \mu, \phi) d\phi \quad (\text{C.7})$$

$$S_{\nu e}(\tau_\nu, \mu) = 2\pi(1 - \omega_\nu)B_\nu(T) \quad (\text{C.8})$$

$$S_{\nu s}(\tau_\nu, \mu) = \frac{\omega_{0\nu}}{2} \pi F_{s\nu} P_\nu(\mu, -\mu_0) \exp(-\tau_\nu/\mu_0) \quad (\text{C.9})$$

である。

さらに天頂角方向に積分すると、

$$\begin{aligned} \frac{\partial F_\nu^\pm}{\partial \tau_\nu} &= \pm \int_0^1 I_\nu(\tau_\nu, \pm\mu) d\mu \mp \int_0^1 S_\nu(\tau_\nu, \pm\mu) d\mu \\ &\mp \frac{\omega_{0\nu}}{2} \int_0^1 \int_{-1}^1 P_\nu(\pm\mu, \mu') I_\nu(\tau_\nu, \mu') d\mu' d\mu \end{aligned} \quad (\text{C.10})$$

となる。ただし、

$$F_\nu^\pm = \int_0^1 \mu I_\nu(\tau_\nu, \pm\mu) d\mu \quad (\text{C.11})$$

である。

(C.10) の I や $P(\mu, \mu')$ に対する近似を行い、放射伝達方程式を上向き、下向き放射フラックスの二方向のみで近似的に表現する。なお、この節では波数依存性を表す添字 ν を省略する。

$$\frac{\partial F^+}{\partial \tau}(\tau) = \gamma_1 F^+(\tau) - \gamma_2 F^-(\tau) - S^+(\tau) \quad (\text{C.12})$$

$$\frac{\partial F^-}{\partial \tau}(\tau) = \gamma_2 F^+(\tau) - \gamma_1 F^-(\tau) + S^-(\tau) \quad (\text{C.13})$$

ここで $S^\pm(\tau)$ は、太陽放射の場合は

$$S_s^+(\tau) = \gamma_3 \pi F_s \omega_0 \exp(-\tau/\mu_0), \quad (\text{C.14})$$

$$S_s^-(\tau) = (1 - \gamma_3) \pi F_s \omega_0 \exp(-\tau/\mu_0) \quad (\text{C.15})$$

である。赤外放射の場合は、

$$S^+(\tau) = 2\pi(1 - \omega_0)B(T) \quad (\text{C.16})$$

$$S^-(\tau) = S^+(\tau) \quad (\text{C.17})$$

となる。 $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ は 2 方向近似の係数であり、近似方法によって表現が異なる。

C.2 放射フラックスの定式化

本モデルでは、線吸収による吸収断面積を導出する際に相関 k 分布法の手法をもとに積算確率で離散化を行った。放射伝達モデルには、Toon *et al.* (1989) で定式化された多重散乱を考慮した放射伝達方程式の解法を用いた。なお、計算精度を考慮し、各波数および積算確率で離散化して正味上向き放射フラックスの算出を行っている。

$$F_{n+\frac{1}{2}}^{net}(\nu) = \sum_j [F_{n+\frac{1}{2},j}^{\uparrow}(\nu) - F_{n+\frac{1}{2},j}^{\downarrow}(\nu)] \Delta g_j \quad (\text{C.18})$$

以下では、放射フラックスの定式化とその算法を示す。太陽放射の散乱光のフラックス計算には δ -Eddington 近似による二方向近似を行う。赤外放射に対してはまず、二方向近似 (δ -半球平均近似) によって多重散乱に寄与する放射フラックスを算出し、それを用いて天頂角余弦で離散化した放射強度を求める。これらは、Toon *et al.* (1989) によって精度が良いとされた手法である。二方向近似を用いた際の放射フラックスの導出法は近似手法によって変わらない。本節ではまず二方向近似での共通の解法を提示し、後に各波長域で用いる境界条件や特殊な解法について述べる。

以下の定式化では波数及び積算確率で離散化された放射フラックスを $F_n^+(\tau), F_n^-(\tau)$ の表記で記述する。 $+, -$ はそれぞれ上向き, 下向きを表している。 n は層を示す。 τ は各層上端からの光学的厚さを意味する (図 C.1 参照)。二方向近似での基本方程式系を再掲する。

$$\frac{\partial F_n^+}{\partial \tau}(\tau) = \gamma_{1n} F_n^+(\tau) - \gamma_{2n} F_n^-(\tau) - S_n^+(\tau) \quad (\text{C.19})$$

$$\frac{\partial F_n^-}{\partial \tau}(\tau) = \gamma_{2n} F_n^+(\tau) - \gamma_{1n} F_n^-(\tau) + S_n^-(\tau) \quad (\text{C.20})$$

この微分方程式を解くと、 n 層目における光学的厚さ τ での放射フラックスは

$$\begin{aligned} F_n^+(\tau) &= Y_{1n} \{ \exp[-\lambda_n(\tau_n - \tau)] + \Gamma_n \exp(-\lambda_n \tau) \} \\ &\quad + Y_{2n} \{ \exp[-\lambda(\tau_n - \tau)] - \Gamma_n \exp(-\lambda_n \tau) \} + C_n^+(\tau) \\ F_n^-(\tau) &= Y_{1n} \{ \Gamma_n \exp[-\lambda_n(\tau_n - \tau)] + \exp(-\lambda_n \tau) \} \end{aligned} \quad (\text{C.21})$$

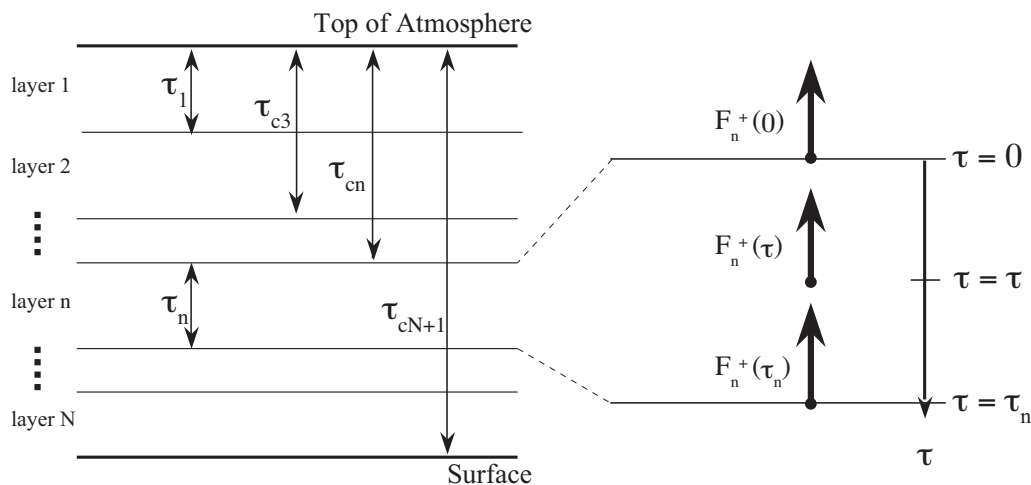


図 C.1 用いる座標系. ただし, j の符号は省略している.

$$+Y_{2n} \{ \Gamma_n \exp[-\lambda_n(\tau_n - \tau)] - \exp(-\lambda_n \tau) \} + C_n^-(\tau) \quad (\text{C.22})$$

と表記される. ただし, τ_n は n 層の光学的厚さであり, τ_{cn} は n 層より上層の光学的厚さの和, すなわち

$$\tau_{cn} = \sum_{l=1}^{n-1} \tau_l \quad (\text{C.23})$$

である. Γ_n, λ_n は以下のように記述される.

$$\Gamma_n = \frac{\gamma_{1n} - \lambda_n}{\gamma_{2n}} \quad (\text{C.24})$$

$$\lambda_n = (\gamma_{1n}^2 - \gamma_{2n}^2)^{1/2} \quad (\text{C.25})$$

ここで用いられる γ_{1n}, γ_{2n} は, 各層の光学係数や近似手法をもとに導かれる値であり, 具体的な表現は表 C.1 にまとめた (導出は, C.4.1, C.4.2 参照). C_n は散乱や射出による放射強度の増加を表す項である. よって, 境界条件より未知数 Y_{1n}, Y_{2n} が求めれば, $F_n^\pm(\tau)$ の値が算出できる.

表 C.1 2 方向近似の放射伝達方程式における係数 $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ の表現.

近似方法	γ_1	γ_2	γ_3
Eddington 近似	$\frac{1}{4}[7 - \omega_0(4 + 3g)]$	$-\frac{1}{4}[1 - \omega_0(4 - 3g)]$	$\frac{1}{4}(2 - 3g\mu_0)$
半球平均近似	$2 - \omega_0(1 + g)$	$\omega_0(1 - g)$	

ここで, 方程式は境界条件

$$F_N^+(\tau_N) = R_{sfc}F_N^-(\tau_N) + S_{sfc} \quad (C.26)$$

$$F_n^+(\tau_n) = F_{n+1}^+(0) \quad (C.27)$$

$$F_n^-(\tau_n) = F_{n+1}^-(0) \quad (C.28)$$

を満たす必要がある. ただし, R_{sfc} は地表面の反射率, S_{sfc} は大気下端からの上向き放射フラックスである. これらを用いると,

$$A_l Y_{l-1} + B_l Y_l + D_l Y_{l+1} = E_l \quad (C.29)$$

$$Y_l = \begin{cases} Y_{1n}, & l = 2n - 1 \\ Y_{2n}, & l = 2n \end{cases} \quad (C.30)$$

という漸化式が成り立つ. このときの各項の係数は以下の通りである.

if $l = 1,$

$$A_l = 0,$$

$$B_l = e_{1,1},$$

$$D_l = -e_{2,1},$$

$$E_l = -C_1^-(0),$$

if $l = 2n,$ ($n = 1, 2, \dots, N - 1$)

$$A_l = e_{2,n+1}e_{1,n} - e_{3,n}e_{4,n+1},$$

$$B_l = e_{2,n}e_{2,n+1} - e_{4,n}e_{4,n+1},$$

$$D_l = e_{1,n+1}e_{4,n+1} - e_{2,n+1}e_{3,n+1},$$

$$E_l = (C_{n+1}^+(0) - C_n^+(\tau_n))e_{2,n+1} - (C_{n+1}^-(0) - C_n^-(\tau_n))e_{4,n+1},$$

if $l = 2n - 1,$ ($n = 2, 3, \dots, N$)

$$A_l = e_{2,n-1}e_{3,n-1} - e_{4,n-1}e_{1,n-1},$$

$$B_l = e_{1,n-1}e_{1,n} - e_{3,n-1}e_{3,n},$$

$$D_l = e_{3,n-1}e_{4,n} - e_{1,n-1}e_{2,n},$$

$$E_l = e_{3,n-1}(C_n^+(0) - C_{n-1}^+(\tau_{n-1})) + e_{1,n-1}(C_{n-1}^-(\tau_{n-1}) - C_n^-(0)),$$

if $l = 2N,$

$$A_l = e_{1,n} - R_{sfc}e_{3,n},$$

$$B_l = e_{2,n} - R_{sfc}e_{4,n},$$

$$D_l = 0,$$

$$E_l = S_{sfc} - C_n^+(\tau_n) + R_{sfc}C_n^-(\tau_n)$$

ただし,

$$e_{1n} = 1 + \Gamma_n \exp(-\lambda_n \tau_n)$$

$$e_{2n} = 1 - \Gamma_n \exp(-\lambda_n \tau_n)$$

$$e_{3n} = \Gamma_n + \exp(-\lambda_n \tau_n)$$

$$e_{4n} = \Gamma_n - \exp(-\lambda_n \tau_n)$$

である. これを解くと, 以下のように Y_l が求まる.

$$AS_l = \begin{cases} A_l X_l, & l \neq 2N \\ A_l/B_l, & l = 2N \end{cases} \quad (\text{C.31})$$

$$DS_l = \begin{cases} (E_l - D_l DS_{l+1})X_l, & l \neq 2N \\ E_l/B_l, & l = 2N \end{cases} \quad (\text{C.32})$$

$$X_l = (B_l - D_l AS_{l+1})^{-1} \quad (\text{C.33})$$

$$Y_l = \begin{cases} DS_l, & l = 1 \\ DS_l - AS_l Y_{l-1}, & l \neq 1 \end{cases} \quad (\text{C.34})$$

ここで求めた Y_l を (C.21), (C.22) に代入すると, $F_n^\pm(\tau)$ が算出される.

C.2.1 太陽放射波長領域のフラックス

太陽放射波長域では太陽光の直達光と散乱光とを分け, 散乱光のみを δ -Eddington 法を用いて解く.

まず, δ 近似を適用し, 各光学係数を以下のように置き換える (C.4.3 参照).

$$\tau'_n = (1 - \omega_{0n} g_n^2) \tau_n \quad (\text{C.35})$$

$$\omega'_{0n} = \frac{(1 - g_n^2) \omega_{0n}}{(1 - g_n^2 \omega_{0n})} \quad (\text{C.36})$$

$$g'_n = \frac{g_n}{(1 + g_n)} \quad (\text{C.37})$$

これをもとに表 D.1 から各層での係数 γ_{1n}, γ_{2n} を算出する. フラックス増加項は, 太陽放射の直達光の散乱の効果を考慮し,

$$C_n^+(\tau) = \frac{\omega_{0n} \pi F_s \exp[-(\tau_{cn} + \tau)/\mu_0] [(\gamma_{1n} - 1/\mu_0) \gamma_{3n} + \gamma_{4n} \gamma_{2n}]}{\lambda_n^2 - 1/\mu_0^2} \quad (\text{C.38})$$

$$C_n^-(\tau) = \frac{\omega_{0n} \pi F_s \exp[-(\tau_{cn} + \tau)/\mu_0] [(\gamma_{1n} + 1/\mu_0) \gamma_{4n} + \gamma_{2n} \gamma_{3n}]}{\lambda_n^2 - 1/\mu_0^2} \quad (\text{C.39})$$

$$\gamma_{4n} = 1 - \gamma_{3n} \quad (\text{C.40})$$

となる. その他に与えるパラメタおよび境界条件は

$$R_{sfc} = 0.2 \quad (\text{C.41})$$

$$S_{sfc} = \pi\mu_0 \exp(-\tau_{cN+1}/\mu_0)F_s \quad (C.42)$$

$$F_1^-(0) = 0 \quad (C.43)$$

である。

これから求めた散乱光の放射フラックス F^+ , F^- に太陽直達光

$$F_{n,dir}^-(\tau) = \mu_0\pi F_s \exp\left(-\frac{\tau_{cn} + \tau}{\mu_0}\right) \quad (C.44)$$

を加えたものが太陽放射フラックスとなる。

また、各層の放射加熱率算出に必要な各層境界での放射フラックスは、

$$F_{1/2}^\uparrow = F_1^+(0) \quad (C.45)$$

$$F_{1/2}^\downarrow = \mu_0\pi F_s \quad (C.46)$$

$$F_{n+1/2}^\uparrow = F_n^+(\tau_n) \quad (n = 1, \dots, N) \quad (C.47)$$

$$F_{n+1/2}^\downarrow = F_n^-(\tau_n) + \mu_0\pi F_s \exp\left(-\frac{\tau_{cn+1}}{\mu_0}\right) \quad (n = 1, \dots, N) \quad (C.48)$$

である。

C.2.2 赤外放射波長領域のフラックス

赤外放射に対しては、 δ -半球平均近似を用いて多重散乱に寄与する放射強度を見積もる。二方向近似でのフラックスの増加項は、大気の射出項を考慮する。各層内でプランク関数は τ に比例すると仮定し、

$$C_n^+(\tau) = 2\pi\mu_1 \left[B_{0n} + B_{1n} \left(\tau + \frac{1}{\gamma_{1n} + \gamma_{2n}} \right) \right] \quad (C.49)$$

$$C_n^-(\tau) = 2\pi\mu_1 \left[B_{0n} + B_{1n} \left(\tau - \frac{1}{\gamma_{1n} + \gamma_{2n}} \right) \right] \quad (C.50)$$

$$\mu_1 = \frac{1}{2} \quad (C.51)$$

$$B_{0n} = B(T_{n-1/2}) \quad (C.52)$$

$$B_{1n} = \frac{B(T_{n+1/2}) - B_{0n}}{\tau_n} \quad (C.53)$$

と与える。その他に与えるパラメタは以下の通りである。

$$R_{sfc} = 0 \quad (C.54)$$

$$S_{sfc} = \pi B(T_{sfc}) \quad (\text{C.55})$$

$$F_1^-(0) = \mu_0 \pi F_s \quad (\text{C.56})$$

ただし, T_{sfc} は地表面温度である.

以上から算出した放射フラックスを用い, 再度, 放射強度の放射伝達方程式を解く. ここでの基礎方程式は方位角積分を行った放射伝達方程式である.

$$\mu \frac{\partial I}{\partial \tau}(\tau, \mu) = I(\tau, \mu) - S(\tau, \mu) - \frac{\omega_0}{2} \int_{-1}^1 P(\mu, \mu') I'(\tau) d\mu' \quad (\text{C.57})$$

ただし, 多重散乱に寄与する放射強度 I' は, 先ほど求めた放射フラックスを用いて

$$I'(\tau) = \begin{cases} 2F^+(\tau), & \mu > 0 \\ 2F^-(\tau), & \mu < 0 \end{cases} \quad (\text{C.58})$$

とする. ただし, 層内で射出された放射は多重散乱に寄与しないとし, 放射フラックスの式は,

$$F_n^+(\tau) = Y_{1n} \{ \exp[-\lambda_n(\tau_n - \tau)] + \Gamma_n \exp(-\lambda_n \tau) \} \\ + Y_{2n} \{ \exp[-\lambda(\tau_n - \tau)] - \Gamma_n \exp(-\lambda_n \tau) \} \quad (\text{C.59})$$

$$F_n^-(\tau) = Y_{1n} \{ \Gamma_n \exp[-\lambda_n(\tau_n - \tau)] + \exp(-\lambda_n \tau) \} \\ + Y_{2n} \{ \Gamma_n \exp[-\lambda_n(\tau_n - \tau)] - \exp(-\lambda_n \tau) \} \quad (\text{C.60})$$

を用いた.

ここで, 放射源関数

$$S_t(\tau) = S(\tau, \mu) + \frac{\omega_0}{2} \int_{-1}^1 P(\mu, \mu') I'(\tau, \mu') d\mu' \quad (\text{C.61})$$

とする. 射出源関数と散乱位相関数に半球平均近似を適用すると, 上向き, 下向きの放射強度は

$$S_t^+ = G \exp[\lambda(\tau - \tau_n)] + H \exp(-\lambda\tau) + \alpha_1 + \alpha_2\tau \quad (\text{C.62})$$

$$S_t^- = J \exp[\lambda(\tau - \tau_n)] + K \exp(-\lambda\tau) + \sigma_1 + \sigma_2\tau \quad (\text{C.63})$$

となる. ただし,

$$G_n = (Y_{1n} + Y_{2n}) \left(\frac{1}{\mu_1} - \lambda_n \right) \quad (\text{C.64})$$

$$H_n = (Y_{1n} - Y_{2n}) \Gamma_n \left(\lambda_n + \frac{1}{\mu_1} \right) \quad (\text{C.65})$$

$$J_n = (Y_{1n} + Y_{2n})\Gamma_n \left(\lambda_n + \frac{1}{\mu_1} \right) \quad (\text{C.66})$$

$$K_n = (Y_{1n} - Y_{2n}) \left(\frac{1}{\mu_1} - \lambda_n \right) \quad (\text{C.67})$$

$$\alpha_{1n} = 2\pi \left\{ B_{0n} + B_{1n} \left(\frac{1}{\gamma_{1n} + \gamma_{2n}} - \mu_1 \right) \right\} \quad (\text{C.68})$$

$$\alpha_{2n} = 2\pi B_{1n} \quad (\text{C.69})$$

$$\sigma_{1n} = 2\pi \left\{ B_{0n} - B_{1n} \left(\frac{1}{\gamma_{1n} + \gamma_{2n}} - \mu_1 \right) \right\} \quad (\text{C.70})$$

$$\sigma_{2n} = 2\pi B_{1n} \quad (\text{C.71})$$

である。これらを用い、積分系の放射伝達方程式を用いると、放射強度が算出される。

$$\begin{aligned} I_{n-1}^+(\tau_{n-1}, \mu) &= I_n^+(\tau_n, \mu) \exp\left(-\frac{\tau_n}{\mu}\right) \\ &+ \frac{G_n}{(\lambda_n \mu - 1)} \{ \exp(-\tau_n \mu) - \exp(-\tau_n \lambda_n) \} \\ &+ \frac{H_n}{(\lambda_n \mu + 1)} \left[1 - \exp\left\{-\tau_n \left(\lambda_n + \frac{1}{\mu}\right)\right\} \right] \\ &+ \alpha_{1n} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{\tau_n}{\mu}\right) \right\} \\ &+ \alpha_{2n} \left\{ (\mu - (\tau_n + \mu)) \exp\left(-\frac{\tau_n}{\mu}\right) \right\} \end{aligned} \quad (\text{C.72})$$

$$\begin{aligned} I_n^-(\tau_n, \mu) &= I_{n-1}^-(\tau_{n-1}, \mu) \exp\left(-\frac{\tau_n}{\mu}\right) \\ &+ \frac{J_n}{(\lambda_n \mu + 1)} \left[-\exp\left\{-\tau_n \left(\lambda_n + \frac{1}{\mu}\right)\right\} \right] \\ &+ \frac{K_n}{(\lambda_n \mu - 1)} \left\{ \exp\left(-\frac{\tau_n}{\mu}\right) - \exp(-\tau_n \lambda_n) \right\} \\ &+ \sigma_{1n} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{\tau_n}{\mu}\right) \right\} \\ &+ \sigma_{2n} \left\{ \mu \exp\left(-\frac{\tau_n}{\mu}\right) + \tau_n - \mu \right\} \end{aligned} \quad (\text{C.73})$$

ただし、境界条件は、

$$I_1^-(0, \mu) = \pi F_s \quad (\text{C.74})$$

$$I_N^+(\tau_N, \mu) = 2\pi B(T_{sfc}) \quad (\text{C.75})$$

である。

放射強度は上向き、下向きそれぞれに天頂角方向に対して 4 方向に離散化し、各層境界

での放射フラックスを求める.

$$F_{1-1/2}^{\uparrow} = \sum_l^4 I_n^+(0, \mu_l) \mu_l \Delta \mu_l \quad (\text{C.76})$$

$$F_{1-1/2}^{\downarrow} = \sum_l^4 I_n^-(0, -\mu_l) \mu_l \Delta \mu_l \quad (\text{C.77})$$

$$F_{n+1/2}^{\uparrow} = \sum_l^4 I_n^+(\tau_n, \mu_l) \mu_l \Delta \mu_l \quad (n = 1, \dots, N) \quad (\text{C.78})$$

$$F_{n+1/2}^{\downarrow} = \sum_l^4 I_n^-(\tau_n, -\mu_l) \mu_l \Delta \mu_l \quad (n = 1, \dots, N) \quad (\text{C.79})$$

C.3 光学係数

本モデルで必要とされる各層での光学係数は、光学的厚さ τ_n 、第一次散乱アルベド ω_{0n} 、非等方因子 g_n である。考慮した吸収散乱過程は、 CO_2 及び H_2O 気体の線吸収、連続吸収および CO_2 気体の圧力励起吸収と、大気分子による散乱、二酸化炭素氷雲による散乱であり、各層の光学係数は

$$\tau_{n,j} = \tau_{L,j} + \tau_{c,\text{CO}_2} + \tau_{c,\text{H}_2\text{O}} + \tau_{PI,\text{CO}_2} + \tau_R + \tau_{ice} \quad (\text{C.80})$$

$$\omega_{0n,j} = \frac{\tau_R \omega_R + \tau_{ice} \omega_{ice}}{\tau_{n,j}} \quad (\text{C.81})$$

$$g_n = \frac{\tau_R \omega_R g_R + \tau_{ice} \omega_{ice} g_{ice}}{\tau_R \omega_R + \tau_{ice} \omega_{ice}} \quad (\text{C.82})$$

のように記述される。ただし、添字はそれぞれ散乱吸収過程を表しており、 L は線吸収、 C は連続吸収、 PI は圧力励起吸収、 R はガスのレイリー散乱、 ice は雲による散乱である。

各過程での光学係数の導出方法は以下に述べる。

C.3.1 線吸収

CO_2 及び H_2O 線吸収の吸収係数は相関 k 分布法により求める。吸収係数は 50 cm^{-1} ごとに 1 バンドとし、積算確率では 5 点で離散化する。

なお、 CO_2 と H_2O の吸収線の重なりは、両者の吸収係数には相関がなく、なおかつ波

数依存性もないものとする.

$$\tau_{L,j} = (\sigma_{j1,\text{CO}_2} n_{\text{CO}_2} + \sigma_{j2,\text{H}_2\text{O}} n_{\text{H}_2\text{O}}) \Delta z \quad (\text{C.83})$$

ただし, $j = 5(j_1 - 1) + (j_2 - 1)$

任意の温度圧力での吸収係数は温度 6 点 (100 – 350 K, 50 K ずつ), 圧力 8 点 ($10^6 - 0.1$ Pa, 1 オーダずつ) に対してあらかじめ作成した吸収係数表から温度は線形内挿, 圧力は対数線形内挿して求める.

$$\sigma(T_n, P) = \sigma(T_1, P) + \{\sigma(T_2, P) - \sigma(T_1, P)\} \frac{T_n - T_1}{T_2 - T_1} \quad (\text{C.84})$$

$$\sigma(T, P_n) = \exp \left[\log \{\sigma(T, P_1)\} + \log \left\{ \frac{\sigma(T, P_2)}{\sigma(T, P_1)} \right\} \frac{\log(P_n/P_1)}{\log(P_2/P_1)} \right] \quad (\text{C.85})$$

C.3.2 CO₂ 圧力励起帯

CO₂ には, 0-300¹ 及び 1150 – 1850 cm⁻¹ に圧力励起による連続吸収帯が存在する.

本モデルでは 0-300 cm⁻¹ には Gruszka and Borysow (1997), 1150 – 1850 cm⁻¹ には Kasting *et al.* (1984a) を用いて吸収係数を算出する.

0-300 cm⁻¹

吸収断面積を用いると, 圧力励起吸収による光学的厚さは

$$\tau_{PI,\text{CO}_2} = \sigma_{PI,\text{CO}_2} n_{\text{CO}_2} \Delta z \quad (\text{C.86})$$

となる. この波数域での吸収断面積の表式は以下の通りである.

$$\sigma_{PI,\text{CO}_2} = (\alpha(\omega, T) \times 10^2) \left(\frac{n}{n_L} \right)^2 n \quad (\text{C.87})$$

$$\alpha(\omega, T) = SPM_0 \nu^2 I_N(\omega) \quad (\text{C.88})$$

$$M_0 = \frac{3ck}{\pi^2} T \gamma_1(T) \quad (\text{C.89})$$

$$SP_c = \frac{2\pi^2}{3ck} n_L^2 \left(\frac{1}{2\pi c} \right)^2 \frac{1}{T} \quad (\text{C.90})$$

ただし,

$$I_N(\omega) = [1 - f(\omega)] I_{BC}^L(\omega) + f(\omega) I_{BC}^H \quad (\text{C.91})$$

$$I_{BC}(\omega) = \frac{\tau_2}{(1 + \tau_1^2 \omega^2)^{1/2}} \exp(\tau_2/\tau_1) K_1 \left[\frac{\tau_2}{\tau_1} (1 + \tau_1^2 \omega^2)^{1/2} \right] \quad (C.92)$$

$$\gamma_1(T) = 1.059 \times 10^{-40} \exp(-10.486 \log(T) + 0.7321(\log(T))^2) \quad (C.93)$$

$$\tau_1^L(T) = 1.587 \times 10^0 \exp(-9.3443 \log(T) + 0.6944(\log(T))^2) \quad (C.94)$$

$$\tau_2^L(T) = 1.286 \times 10^{-25} \exp(9.4210 \log(T) - 0.7856(\log(T))^2) \quad (C.95)$$

$$\tau_1^H(T) = 3.313 \times 10^{-22} \exp(7.2857 \log(T) - 0.6733(\log(T))^2) \quad (C.96)$$

$$\tau_2^H(T) = 1.961 \times 10^{-4} \exp(-6.8346 \log(T) + 0.5517(\log(T))^2) \quad (C.97)$$

である.

なお、著者の配布プログラムでは、 SP_c 項の温度を覗いた値は 1.296917d+55 とされているが、上述の導出と一致してない。また、 γ_1, τ は論文では 1 桁小さく記述されている。

記号	物理量	数値
σ	吸収断面積	m ² /molecule
α	吸収係数	cm-amagat ⁻¹
ω	角振動数	sec ⁻¹
γ_1	0th スペクトルモーメント	cm ⁵ sec
τ	線形パラメタ	sec
I_N, I_{BC}	規格化された誘発双極子相関関数	sec ⁻¹
T	温度	K
n	数密度	m ⁻³
n_L	1 気圧, 0 °C での数密度	2.687E+25 m ⁻³

1150–1850 cm⁻¹

この波数域での二酸化炭素の光学的厚さの表式は以下の通りである。

$$\tau_{PI,CO_2} = (C_i \times 10^2) W \left(\frac{P_E}{P_0} \right) \left(\frac{T}{T_0} \right)^{t_i} \quad (C.98)$$

$$P_E = (1.0 + 0.3f(CO_2))P \quad (C.99)$$

$$W = \frac{1}{\rho_0} \frac{\Delta P}{g} \quad (C.100)$$

記号や計算に与えた値は以下の通りである。

記号	物理量	数値	
τ	光学的厚さ		
C_i	基準温度での吸収係数		cm-amagat ⁻¹
t_i	吸収係数の温度依存性係数	-1.7	
T	温度		K
T_0	基準温度	300	K
P	圧力		Pa
P_0	基準圧力	1.013E+5	Pa
P_E	有効広がり圧力		Pa
W	CO ₂ 経路長 (1 気圧, 0°C での長さ)		atm-m
ρ_0	1 気圧, 0°C での CO ₂ 密度	1.96	kg m ⁻³
f	混合比		kg kg ⁻¹
g	重力		m s ⁻²

C.3.3 H₂O 連続吸収

8 μm から 12 μm までの H₂O 連続吸収には, 古火星及び地球のモデルにおいて一般的に使われている Robert *et al.* (1976) を用いる. ただし, 用いたパラメータは Kasting *et al.* (1984b) に従った.

$$\tau_{c,H_2O} = \sigma_{c,H_2O} n_{H_2O} \Delta z \quad (\text{C.101})$$

$$\sigma_{c,H_2O} = C^0(\nu, T) [P_{H_2O} + \gamma(P - P_{H_2O})] / 1.013E + 5 \quad (\text{C.102})$$

$$C^0(\nu, T) = C^0(\nu) \exp \left[T_0 \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{296} \right) \right] \quad (\text{C.103})$$

$$C^0(\nu) = a + b \exp(-\beta\nu) \quad (\text{C.104})$$

記号	物理量	数値	
σ_{c,H_2O}	吸収断面積		m ² /molecule
C^0			m ² atm ⁻¹ /molecule
P	圧力		Pa
P_{H_2O}	H ₂ O 分圧		Pa

γ	H ₂ O 連続吸収に対する周辺ガスの相対量	0.0008	
T	温度		K
T_0	基準温度	1800	K
a		1.25E-26	m ² atm ⁻¹ /molecule
b		1.67E-23	m ² atm ⁻¹ /molecule
β		7.87E-3	cm ⁻¹

C.3.4 レイリー散乱係数

レイリー散乱係数は, Liou (2002) に従って与える.

$$\sigma_R = \frac{\alpha^2 128 \pi^5}{3} (\nu \times 10^2)^4 \quad (\text{C.105})$$

なお, レイリー散乱では吸収は生じず, かつ等方散乱であると仮定し,

$$\omega_{0,R} = 1 \quad (\text{C.106})$$

$$g_R = 0 \quad (\text{C.107})$$

とした.

記号や計算に与えた値は以下の通りである. 分極率は, Marchetti and Simili 2006 で得られた CO₂ 屈折率をもとに導出した.

記号	物理量	数値	
σ_R	レイリー散乱断面積		m ² /molecule
ν	波数		cm ⁻¹
α	CO ₂ ガスの分極率	1.6279E-24	m ³

C.3.5 ミー散乱係数

ミー散乱係数は、粒子が球形であることを仮定する。このときの一次散乱アルベドは、散乱断面積および消散断面積を用いて

$$\omega_{0,ice} = \frac{\sigma_{ice,sca}}{\sigma_{ice}} \quad (C.108)$$

$$\sigma_{ice,sca} = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1)(|a_n|^2 + |b_n|^2) \quad (C.109)$$

$$\sigma_{ice} = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \operatorname{Re}\{a_n + b_n\} \quad (C.110)$$

と表記される。また、非対称因子は、

$$g_{ice} = \frac{\pi r^2}{\sigma_{ice,ext}} \frac{4}{x^2} \left[\sum_n \frac{n(n+2)}{n+1} \operatorname{Re}\{a_n a_{n+1}^* + b_n b_{n+1}^*\} + \sum_n \frac{2n+1}{n(n+1)} \operatorname{Re}\{a_n b_n^*\} \right] \quad (C.111)$$

である (例えば, Bohren and Hoffman 1998, 4 章). 散乱係数は a_n, b_n は

$$a_n = \frac{m\psi_n(mx)\psi'_n(x) - \psi_n(x)\psi'_n(mx)}{m\xi_n(mx)\xi'_n(x) - \xi_n(x)\xi'_n(mx)} \quad (C.112)$$

$$b_n = \frac{\psi_n(mx)\psi'_n(x) - m\psi_n(x)\psi'_n(mx)}{\xi_n(mx)\xi'_n(x) - m\xi_n(x)\xi'_n(mx)} \quad (C.113)$$

である。ただし、 ψ, ξ は Riccati-Bessel 関数

$$\psi_l(x) = x j_l(x), \quad \xi_l(x) = x h_l^{(1)}(x) \quad (C.114)$$

であり、 $j_n, h_n^{(1)}$ はそれぞれ第一種球 Bessel 関数、級 Hankel 関数である。

$$j_n(x) = (-x)^n \left(\frac{1}{x} \frac{d}{dx} \right)^n \frac{\sin x}{x} \quad (C.115)$$

$$h_n^{(1)}(x) = (-x)^n \left(\frac{1}{x} \frac{d}{dx} \right)^n \frac{\exp(ix)}{ix} \quad (C.116)$$

である。また、 x はサイズパラメタ、 m は相対屈折率であり、それぞれ

$$x = \frac{2\pi N_{air} r}{\lambda}, \quad m = \frac{N_{ice}}{N_{air}} \quad (C.117)$$

である。ただし、 N_{air} は空気の屈折率、 N_{ice} は雲粒の屈折率、 r は雲粒径、 λ は波長である。

数値モデルではあらかじめ各粒径ごとに散乱効率, 第一次散乱アルベド, 非対称因子のデータを化し, 粒径に対して線形内挿して用いる.

モデルで用いた二酸化炭素氷の複素屈折率と, 参考のために水及び水氷の屈折率をそれぞれ図 C.2, 図 C.3 に, また, 算出した二酸化炭素氷の光学係数を図 C.4 に示す.

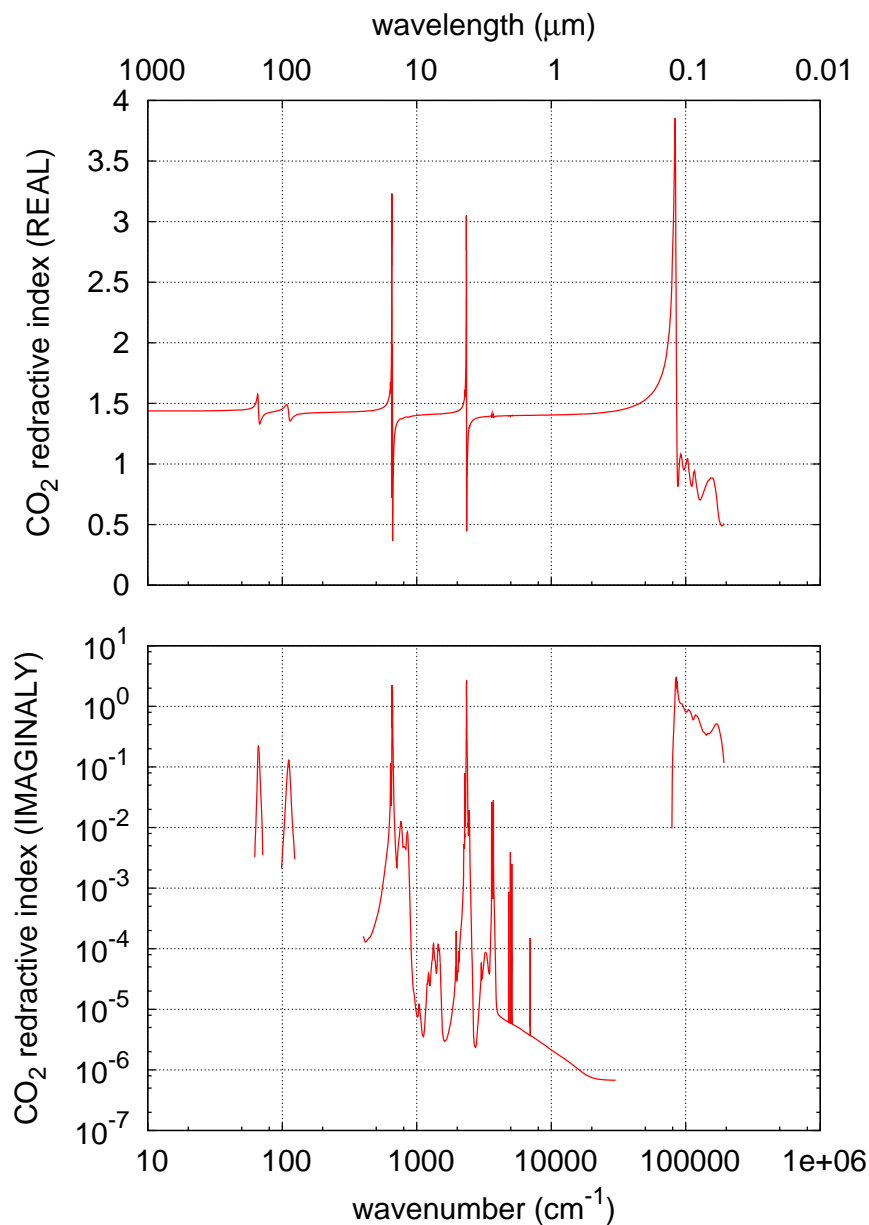


図 C.2 用いた CO₂ ice の複素屈折率. 基データは Warren (1986).

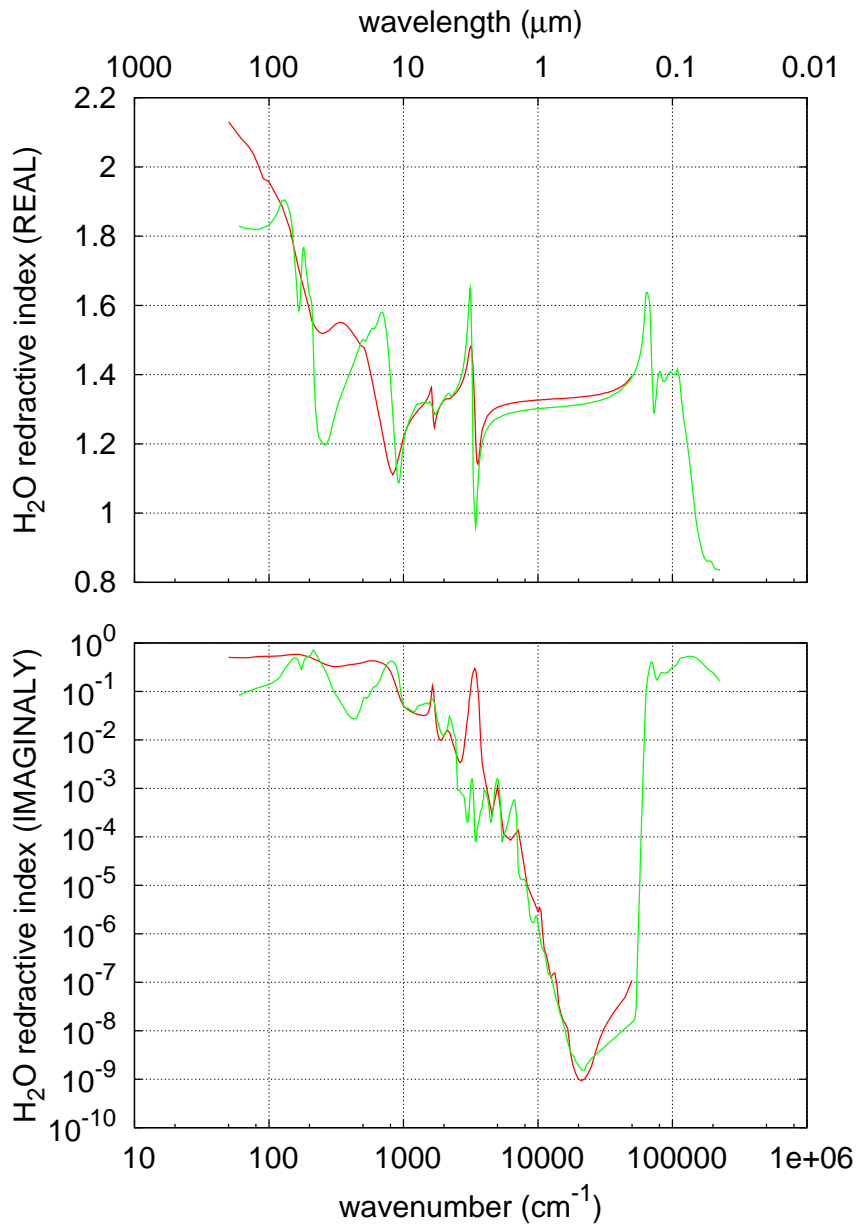


図 C.3 H₂O の複素屈折率. 赤線は水, 緑線は氷のデータ. 基データはそれぞれ Hale and Querry (1973), Warren (1984) である.

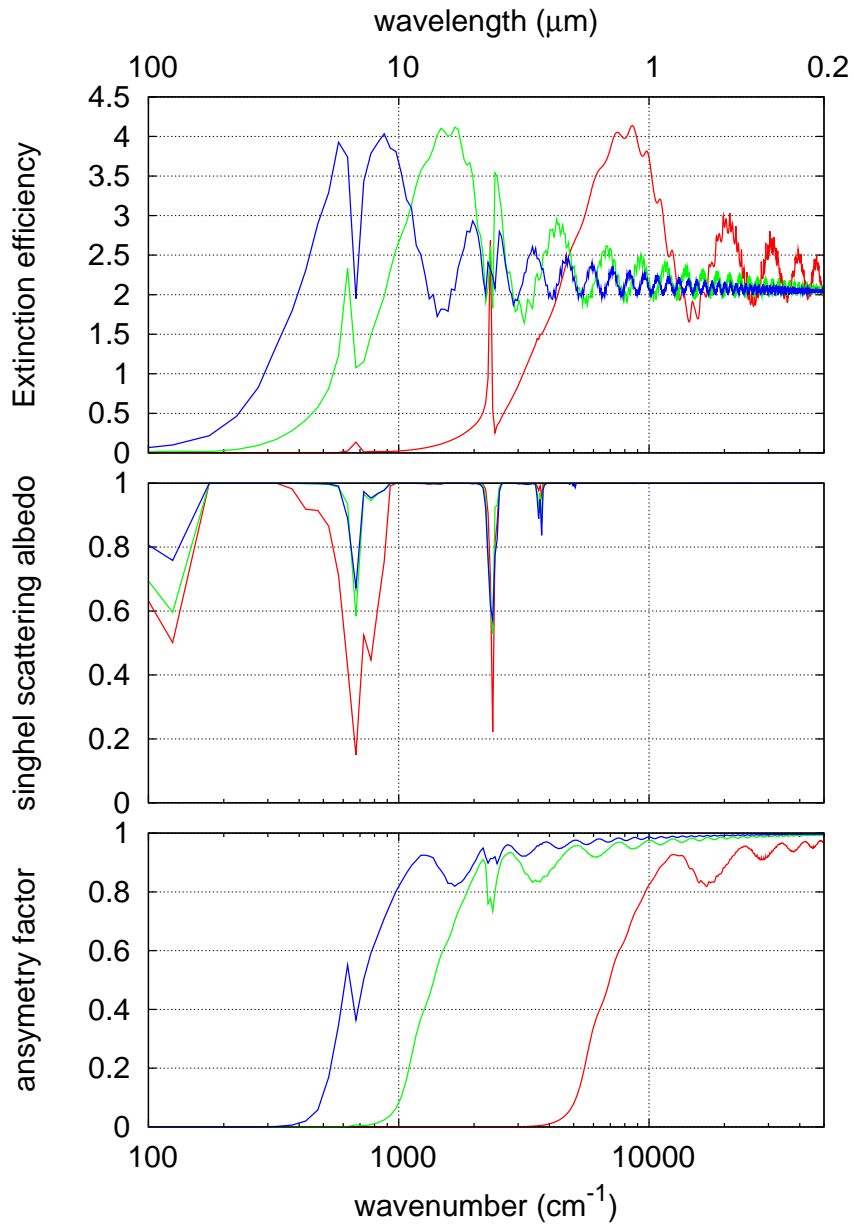


図 C.4 CO₂ 光学定数 (上:消散効率, 中:第一次散乱アルベド, 下: 非対称因子). 複素屈折率を用いて Mie 理論より算出した. 線の色はそれぞれ粒子半径が異なる (赤: 1 μm , 緑: 5 μm , 青: 10 μm).

C.4 補遺

C.4.1 半球平均近似

半球平均近似では、以下の 2 つの近似を置く。

- 放射強度は $\mu < 0, \mu > 0$ それぞれの範囲で一定 (Coakley and Chylek, 1975; Meador and Weaver, 1980)
- 散乱位相関数 $P(\Theta)$ (Θ は散乱角) は、 $\Theta < 90^\circ, \Theta > 90^\circ$ それぞれの範囲で一定 (Toon *et al.* 1989)

前者の仮定を用いると、(C.11) より放射フラックスは以下のように書ける。

$$F^\pm = \frac{1}{2}I(\tau, \pm\mu) \quad (\text{C.118})$$

また、散乱位相関数は、非対称因子の定義式

$$g = \int_{4\pi} \cos \Theta P(\Theta) \frac{d\Omega}{4\pi} \quad (\text{C.119})$$

より、

$$P(\Theta) = \begin{cases} 1 + g, & \Theta > 90^\circ \\ 1 - g, & \Theta < 90^\circ \end{cases} \quad (\text{C.120})$$

となる。

(C.118), (C.120) を用いると、上向き放射フラックスに寄与する多重散乱は

$$\begin{aligned} & -\frac{\omega_0}{2} \int_0^1 \int_{-1}^1 P(\mu, \mu') I(\tau, \mu') d\mu' d\mu \\ & = -\omega_0 \left[\int_0^1 \int_{-1}^0 P(\mu, \mu') F^-(\tau) d\mu' d\mu + \int_0^1 \int_0^1 P(\mu, \mu') F^+(\tau) d\mu' d\mu \right] \\ & = -\omega_0 [(1 - g)F^-(\tau) + (1 + g)F^+(\tau)] \end{aligned} \quad (\text{C.121})$$

であり、下向き放射フラックスに寄与する多重散乱も同様に、

$$+\frac{\omega_0}{2} \int_0^1 \int_{-1}^1 P(-\mu, \mu') I(\tau, \mu') d\mu' d\mu$$

$$= \omega_0 [(1+g)F^-(\tau) + (1-g)F^+(\tau)] \quad (\text{C.122})$$

である. (C.118), (C.121), (C.122) を (C.12), (C.13) に代入すると,

$$\gamma_1 = 2 - \omega_0(1+g) \quad (\text{C.123})$$

$$\gamma_2 = \omega_0(1-g) \quad (\text{C.124})$$

となる.

C.4.2 Eddington 近似

Eddington 近似では, 以下の近似を置く.

- 放射強度は天頂角余弦でルジャンドル展開. ただし, 二次以降の項は無視
- 散乱位相関数はルジャンドル多項式で展開. ただし, 二次以降の項は無視

よって放射強度を近似的に表現すると

$$I(\tau, \mu) = I_0(\tau) + \mu I_1(\tau) \quad (\text{C.125})$$

である. (C.125) を (C.11) に代入すると,

$$F^\pm(\tau) = \int_0^1 \mu(I_0(\tau) \pm \mu I_1(\tau)) d\mu = \frac{1}{2}I_0(\tau) \pm \frac{1}{3}I_1(\tau) \quad (\text{C.126})$$

となり, これらから放射強度の係数は,

$$I_0(\tau) = F^+(\tau) + F^-(\tau) \quad (\text{C.127})$$

$$I_1(\tau) = \frac{3}{2}[F^+(\tau) - F^-(\tau)] \quad (\text{C.128})$$

となり, 放射強度は次のように求まる.

$$I(\tau \pm \mu) = \frac{1}{2}[(2 \pm 3)F^+(\tau) + (2 \mp 3)F^-(\tau)] \quad (\text{C.129})$$

また, これを天頂角余弦方向に積分すると,

$$\begin{aligned} F^\pm(\tau) &= \int_0^1 \left\{ [F^+(\tau) + F^-(\tau)] \pm \frac{3\mu}{2}[F^+(\tau) - F^-(\tau)] \right\} d\mu \\ &= \frac{1}{4}[(4 \pm 3)F^+(\tau) + (4 \mp 3)F^-(\tau)] \end{aligned} \quad (\text{C.130})$$

となる.

散乱位相関数を l 次のルジャンドル多項式 P_l で展開すると

$$P(\mu, \mu') = \sum_{l=0}^1 (2l+1)g_l P_l(\mu)P_l(\mu') \quad (\text{C.131})$$

となる (e.g. Chandrasekhar 1960). 展開係数の定義は

$$g_l = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 P_l(\mu)P(\mu, 1) d\mu \quad (\text{C.132})$$

であり, $P_0(\mu) = 1, P_1(\mu) = \mu$ を代入すると,

$$g_0 = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 P(\mu, 1) d\mu = 1 \quad (\text{C.133})$$

$$g_1 = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \mu P(\mu, 1) d\mu = g \quad (\text{C.134})$$

が算出される. (C.133), (C.134) を (C.131) に代入し, 散乱位相関数は,

$$P(\mu, \mu') = 1 + 3g\mu\mu' \quad (\text{C.135})$$

となる.

次に, 求めた放射強度 (C.129) 及び散乱位相関数 (C.135) を用いて多重散乱項を算出する. 上向き放射フラックスに対する多重散乱の寄与は

$$\begin{aligned} & -\frac{\omega_0}{2} \int_0^1 \int_{-1}^1 P(\mu, \mu') I(\tau, \mu') d\mu' d\mu \\ &= -\frac{\omega_0}{2} \int_0^1 \int_{-1}^1 \left\{ [F^+(\tau) + F^-(\tau)] + \frac{3\mu'}{2} [F^+(\tau) - F^-(\tau)] \right\} (1 + 3g\mu\mu') d\mu' d\mu \\ &= -\frac{\omega_0}{2} \int_0^1 \left\{ 2[F^+(\tau) + F^-(\tau)] + \{3g\mu\}[F^+(\tau) - F^-(\tau)] \right\} d\mu \\ &= -\frac{\omega_0}{4} [(4 + 3g)F^+(\tau) + (4 - 3g)F^-(\tau)] \end{aligned} \quad (\text{C.136})$$

である. 下向き放射フラックスに対しても同様に計算すると,

$$\frac{\omega_0}{2} \int_0^1 \int_{-1}^1 P(-\mu, \mu') I(\tau, \mu') d\mu' d\mu = \frac{\omega_0}{4} [(4 - 3g)F^+(\tau) + (4 + 3g)F^-(\tau)] \quad (\text{C.137})$$

となる.

以上より, (C.130), (C.136), (C.137) を (C.12), (C.13) に代入すると,

$$\gamma_1 = \frac{1}{4} [7 - \omega_0(4 + 3g)] \quad (\text{C.138})$$

$$\gamma_2 = -\frac{1}{4}[1 - \omega_0(4 - 3g)] \quad (\text{C.139})$$

$$\gamma_3 = \frac{1}{4}(2 - 3g\mu_0) \quad (\text{C.140})$$

となる.

C.4.3 δ 近似

現実の散乱では, 半球平均近似, Eddington 近似で用いた散乱位相分布よりも散乱角が 0 とき, より強く散乱されることが知られている. これを考慮するため, δ 近似では, 散乱位相関数 P' を, 元来の近似関数 P と δ 関数との和で表現する (Joseph 1976).

$$P'(\mu, \mu') = 2f\delta(\mu - \mu') + (1 - f)P(\mu, \mu') \quad (\text{C.141})$$

近似の際, 非対称因子が変化しないように, 近似前の非対称因子を g' として調節する.

$$g = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \mu' P'(\mu, \mu') d\mu' = f + (1 - f)g' \quad (\text{C.142})$$

これより,

$$g' = \frac{g - f}{1 - f} \quad (\text{C.143})$$

となる. なお, f は P' の二次モーメント f

$$\frac{1}{2} \int_{-1}^1 P_2(\mu) P'(\mu) \quad (\text{C.144})$$

である. P の二次モーメントと等しくなるようにとる. P として, よい近似関数である Henyey-Greenstein 関数

$$P_{HG}(\mu) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l + 1) g^l P_l(\mu) \quad (\text{C.145})$$

を用いる. 従って,

$$f = g^2 \quad (\text{C.146})$$

$$g' = \frac{g}{1 + g} \quad (\text{C.147})$$

となる.

次に, 放射伝達方程式 (C.4) に散乱位相関数を代入する.

$$\begin{aligned}
 \mu \frac{\partial I}{\partial \tau}(\tau, \mu) - I(\tau, \mu) + S(\tau, \mu) \\
 &= -\frac{\omega_0}{2} \int_{-1}^1 [2f\delta(\mu - \mu') + (1 - f)P(\mu, \mu')] I(\tau, \mu') d\mu' \\
 &= -\omega_0 f I(\tau, \mu) - \frac{\omega_0(1 - f)}{2} \int_{-1}^1 P(\mu, \mu') I(\tau, \mu') d\mu' \quad (\text{C.148})
 \end{aligned}$$

これより, 光学的厚さ及び一次散乱アルベドは以下のように調節される.

$$\tau'_\nu = (1 - \omega_0 g^2) \tau_\nu, \quad (\text{C.149})$$

$$\omega'_0 = \frac{(1 - g^2) \omega_{0n}}{(1 - g^2 \omega_0)}, \quad (\text{C.150})$$

付録 D

k 分布法の吸収係数データベースの作成

D.1 吸収係数

ある波数 ν における吸収断面積 σ は, 各吸収線からの寄与の足し合わせで求められる.

$$\sigma(\nu) = \sum_i \sigma_i(\nu) \quad (\text{D.1})$$

ただし, σ_i は吸収線 i での値である事を示す.

吸収線 i による波数 ν での吸収係数は吸収線強度 S 及び線型関数 f を用いて,

$$\sigma_i(\nu) = S_i(T) f(\nu - \nu_{0,i}) \quad (\text{D.2})$$

である. ただし, T は温度, ν_0 は吸収線の中心波数である.

D.1.1 吸収線強度

吸収線強度は参照温度での値を吸収線データベースより取得し, 温度補正を行う事によって任意温度での吸収線強度を求める (Rothman *et al.* 1998).

$$S_i(T) = S_i(T_{ref}) \frac{\exp(-hcE_{j,i}/kT)}{\exp(-hcE_{j,i}/kT_{ref})} \frac{Q(T_{ref})}{Q(T)} \frac{[1 - \exp(-hc\nu_{0,i}/kT)]}{[1 - \exp(-hc\nu_{0,i}/kT_{ref})]} \quad (\text{D.3})$$

ただし, T_{ref} は参照温度, h はプランク定数, c は光速, E_j は吸収線の遷移前エネルギー準位, k はボルツマン定数, Q は分配関数である. $S_i(T_{ref}), E_j$ は吸収線データベースより取得可能である.

分配関数は

$$Q(T) \equiv \sum_j g_j \exp\left(-\frac{\varepsilon_j}{kT}\right) \quad (\text{D.4})$$

で定義される. ただし, g は重縮度, ε_j は励起前のエネルギー準位である. しかしながら, 本モデルではこの式を直接的に使用せず, HITRAN から提供されるサブルーチン TIPSglh を用いた. TIPSglh は, 理論式によって求められた分配関数の 25 K ごとのデータから 4 次のラグランジュ補完することにより, 分配関数比 $Q(T_{ref})/Q(T)$ を求めている.

D.1.2 吸収線型

吸収線の広がり, 以下の三つの効果が重要である.

- (1) 励起状態の寿命 (natural broadening),
- (2) 分子間の衝突による摂動 (pressure broadening or collision broadening)
- (3) 分子が視線方向に異なる速度を持つ事によるドップラー効果の差 (doppler broadening)

(1) 及び (2) は ローレンツ線形, (3) はドップラー線形を持ち, 両者の線形の重ね合わせで表される線形をポイト線形と呼ぶ. (1) の影響は 他に比べて小さいため, 通常は無視される.

ローレンツ線型

ローレンツ線型は衝突の効果のみを考慮した場合のものである. 波数確率分布は以下の式でかける.

$$f_L(\nu - \nu_0) = \frac{\alpha_L(p, T)}{\pi[(\nu - \nu_0)^2 + \{\alpha_L(p, T)\}^2]} \quad (\text{D.5})$$

ただし, ν_0 は吸収線の中心波数であり, α_L は

$$\alpha_L(p, T) = \alpha_L(p_{ref}, T_{ref}) \frac{p}{p_{ref}} \left(\frac{T_{ref}}{T} \right)^{T_L} \quad (D.6)$$

で表されるローレンツ半値幅である. ここで, p_{ref} は参照圧力であり, T_L はローレンツ半値幅の温度依存係数である. $\alpha_L(p_{ref}, T_{ref}), T_L$ は吸収線データベースより取得可能である.

ドップラー線形

分子のドップラー効果のみを考慮した場合, 線型の波数確率分布は以下の式でかける.

$$f_D(\nu - \nu_0) = \frac{1}{\alpha_D(T)\pi^{1/2}} \exp \left[- \left(\frac{\nu - \nu_0}{\alpha_D(T)} \right)^2 \right] \quad (D.7)$$

$$\alpha_D(T) = \frac{\nu_0}{c} \left(\frac{2RT}{M_r} \right)^{1/2} \quad (D.8)$$

ただし M_r は分子量である.

ポイド線型

吸収線に及ぼす衝突効果, ドップラー効果は互いに独立であると仮定することでポイド線型での確率分布を二つの線型のたたみ込みで得る.

$$f_V(\nu - \nu_0) = \int_0^\infty f_L(\nu' - \nu_0) f_D(\nu - \nu') d\nu' \quad (D.9)$$

$$= \int_0^\infty \frac{\alpha_L(p, T)}{\pi[(\nu' - \nu_0)^2 + \{\alpha_L(p, T)\}^2]} \frac{1}{\alpha_D(T)\pi^{1/2}} \exp \left[- \left(\frac{\nu - \nu'}{\alpha_D(T)} \right)^2 \right] d\nu' \quad (D.10)$$

$$= \frac{1}{\alpha_D\sqrt{\pi}} Voigt(x, y) \quad (D.11)$$

ただし,

$$Voigt(x, y) = \frac{y}{\pi} \int_{-\infty}^\infty \frac{1}{y^2 + (x - t)^2} \exp(-t^2) dt \quad (D.12)$$

$$x = \frac{\nu - \nu_0}{\alpha_D(T)}, \quad y = \frac{\alpha_L(p, T)}{\alpha_D(T)}, \quad t = \frac{\nu - \nu'}{\alpha_D(T)} \quad (D.13)$$

ポイド関数を数値的に解く手法はいくつか公開されている. 本モデルでは Kuntz 1997 に Ruyten 2004 で指摘された修正を加えて用いる.

線型の補正

吸収線型は導出時に強衝突であることや瞬時にエネルギー準位の変化が瞬時に起こることが仮定されており、吸収線中心から遠くなるほど理論式とのずれが顕著になる。そのため、スペクトルの線型自体を補正する χ 因子を導入したり、吸収線の wing の領域を無視し (cut off)、別途観測から求められる連続吸収の項を用いることが一般に行われている。

$$f'(\nu - \nu_0) = f(\nu - \nu_0)\chi(\nu - \nu_0)CUT(\nu - \nu_0) \quad (\text{D.14})$$

本モデルでは、線型の補正式は用いないが、関口 (2004) や LBLTRM に習い、 25 cm^{-1} 以上の wing の効果を無視する。

$$\chi(\nu - \nu_0) = 1 \quad (\text{D.15})$$

$$CUT(\nu - \nu_0) = 1 \quad (|\nu - \nu_0| \leq 25 \text{ cm}^{-1}) \quad (\text{D.16})$$

$$= 0 \quad (|\nu - \nu_0| > 25 \text{ cm}^{-1}) \quad (\text{D.17})$$

D.2 吸収係数の離散化

line-by-line 法は精度が高いが、吸収線半値幅の $1/4$ 程度の波数解像度が必要とされるため、計算効率が必要とされる大気モデルでは使用されない。近年計算効率とその精度両方を維持するための計算手法として k 分布法が大気モデルで広く利用されている。k 分布法はあらかじめ line-by-line 法によって求められた吸収係数を吸収係数の大きさごとに離散化し、透過率を求める手法である。バンド法と比較して、バンド内において単色性が維持されるためにバンド幅を広くとれるという利点がある。

line-by-line 法より、波数での吸収断面積 $\sigma(\nu)$ が求まっているものとする。k 分布法のバンド幅 ($\nu_{min} - \nu_{max}$) を決め、そのバンド内での吸収断面積を単調増加関数である分布関数 $\sigma_g(g)$ で表す。ただし、 g は積算確率である。このときのバンドの平均透過率 $\bar{\mathcal{T}}$ は

$$\bar{\mathcal{T}} = \frac{1}{\nu_{max} - \nu_{min}} \int_{\nu_{min}}^{\nu_{max}} \exp(-\sigma(\nu)nl) d\nu \quad (\text{D.18})$$

$$= \int_0^1 \exp(-\sigma_g(g)nl) dg \quad (\text{D.19})$$

となる。ただし、 n は吸収物質の数密度、 l は経路長である。ここで吸収断面積を積算確率

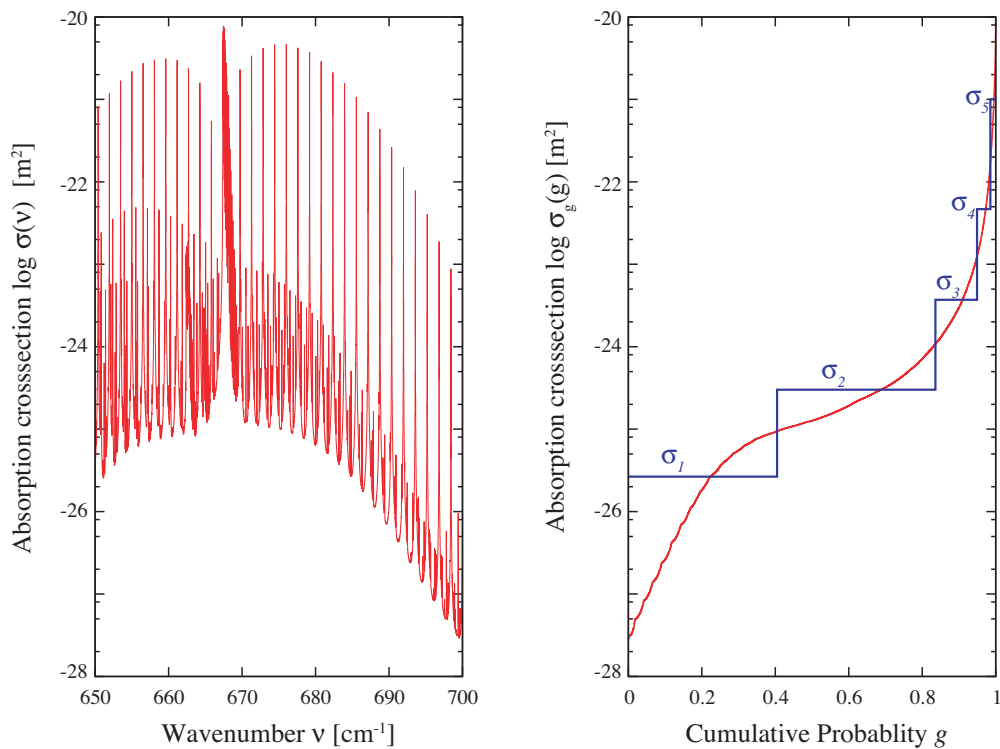


図 D.1 左図) 波数の関数とした二酸化炭素の吸収断面積. 右図) 積算確率の関数とした吸収断面積 (赤線) と積算確率で離散化したもの (青線).

に対して離散化を行うと, 近似的に

$$\bar{\mathcal{T}} \simeq \sum_i \exp(-\sigma_{g_i} \rho l) \Delta g_i \quad (\text{D.20})$$

と表される.

積算確率の離散化は, まず参照圧力及び温度を決め, そのときの吸収断面積を対数等分するように行う. 本モデルでは参照圧力及び温度をそれぞれ凝結層領域付近の 0.1 気圧, 200 K とし, 積算確率を 5 領域に離散化している. なお, 吸収線が弱い領域での精度を維持するために積算確率幅を若干狭めている.

$$\sigma_g \left(\sum_{i=1}^1 \Delta g_i \right) = \exp \left[\log \left\{ \frac{\sigma_g(1)}{\sigma_g(0)} \right\} 0.15 + \log \{ \sigma_g(0) \} \right] \quad (\text{D.21})$$

$$\sigma_g \left(\sum_{i=1}^2 \Delta g_i \right) = \exp \left[\log \left\{ \frac{\sigma_g(1)}{\sigma_g(0)} \right\} 0.30 + \log \{ \sigma_g(0) \} \right] \quad (\text{D.22})$$

$$\sigma_g \left(\sum_{i=1}^3 \Delta g_i \right) = \exp \left[\log \left\{ \frac{\sigma_g(1)}{\sigma_g(0)} \right\} 0.45 + \log \{ \sigma_g(0) \} \right] \quad (\text{D.23})$$

$$\sigma_g \left(\sum_{i=1}^4 \Delta g_i \right) = \exp \left[\log \left\{ \frac{\sigma_g(1)}{\sigma_g(0)} \right\} 0.60 + \log \{ \sigma_g(0) \} \right] \quad (\text{D.24})$$

$$\sigma_g \left(\sum_{i=1}^5 \Delta g_i \right) = \sigma_g(1) \quad (\text{D.25})$$

また、この時積算確率で離散化された吸収断面積 σ_{g_i} は透過率が変化しないという条件より

$$\int_{\sum_1^{i-1} \Delta g_i}^{\sum_1^i \Delta g_i} \exp(-\sigma_g(g)nl) dg = \exp(-\sigma_i nl) \Delta g_i \quad (\text{D.26})$$

が成り立っていることから

$$\sigma_i = -\frac{1}{nl} \log \left[\frac{1}{\Delta g_i} \int_{\sum_1^{i-1} \Delta g_i}^{\sum_1^i \Delta g_i} \exp\{-\sigma_g(g)nl\} dg \right] \quad (\text{D.27})$$

となる。この場合、 σ_i を導出するためには、光路長さ nl が必要となる。本モデルでは、 $\sigma_g nl$ がおよそ $10^{-5} - 1$ の範囲内に収まるように nl を与えている。

以上を温度、圧力それぞれに対して行い、バンドごとに $\sigma_i(T, P)$ のデータを作成する。

D.3 補遺

D.3.1 吸収線データベース

吸収係数を算出するためには、吸収線のデータが不可欠であり、それらはデータベースとして集約および公開されている。現在広く最も広く知られたデータベースとしては HITRAN (High resolution TRANsmission molecular absorption database), GEISA (Gestion et Etude des Informations Spectroscopiques Atmospheriques; Management and Study of Atmospheric Spectroscopic Information) の二つがあげられる。HITRAN はアメリカ空軍地球物理科学研究所 (the Air Force Geophysics Lab; AFGL) によって 1960 年代後半から開発されたものである。何度かのデータ更新を経て、最新の HITRAN2004 がハーバードスミソニアン天文台で公開されている。HITRAN2004 では 39 の分子種、およそ 173 万本の吸収線パラメータが登録されている (Rothman *et al.* 2005)。HITRAN では標準データベースの他により弱い吸収線まで含む HITEMP (High-Temperature molecular spectroscopic database) も用意されており、現在では、4 種 320 万本の吸収線が登録されている。

GEISA は、1970 年代からフランスの国立科学研究センター (Center National de la Recherche Scientifique; CNRS) によって開発が進められている。2003 年に更新された最新版には 41 分子種、166 万本の吸収線データが登録されている (Jacquinet-Housson *et al.* 2005)。HITRAN と異なり、地球大気以外の惑星大気への適用を念頭においているため、特に木星型惑星の大気中に存在する分子種が登録されているのが特徴である (Hussoun *et al.* 1992)。

本研究では、地球型惑星の大気モデルにおいて広く使われていること、さらに弱い CO₂ 吸収線が登録されていることから、吸収線データベースには HITRAN2004 及び HITEMP を用いることとする。

HITRAN Database には 296 K での吸収線強度、下位のエネルギー準位を持つ場合のエネルギーに波数 ν_η (HITRAN 文書では E_j と記述) 及び吸収される電磁波の波数 $\nu_{\eta\eta'}$ が記載されている。また分配関数 $Q(T)$ は HITRAN 2004 で用意されているサブルーチン TIPS_2003 (Global_data/TIPS_2003/TIPS_2003.for) を用いた。

Table 2
Description of the quantities present in the 100- and 160-character records of the *HITRAN* line-by-line section

Parameter	Meaning	Field length of the (100/160) character records	Type	Comments or units
M	Molecule number	2/2	Integer	<i>HITRAN</i> chronological assignment
I	Isotopologue number	1/1	Integer	Ordering within a molecule by terrestrial abundance
ν	Vacuum wavenumber	12/12	Real	cm ⁻¹
S	Intensity	10/10	Real	cm ⁻¹ /(molecule cm ⁻²) at standard 296 K
\mathfrak{R}	Weighted square of the transition moment	10/0	Real	Debye ² (for an electric dipole transition)
A	Einstein A -coefficient	0/10	Real	s ⁻¹
γ_{air}	Air-broadened half-width	5/5	Real	HWHM at 296 K (in cm ⁻¹ atm ⁻¹)
γ_{self}	Self-broadened half-width	5/5	Real	HWHM at 296 K (in cm ⁻¹ atm ⁻¹)
E''	Lower-state energy	10/10	Real	cm ⁻¹
n_{air}	Temperature-dependence exponent for γ_{air}	4/4	Real	unitless, with $\gamma_{\text{air}}(T) = \gamma_{\text{air}}(T_0) \times (T_0/T)^{n_{\text{air}}}$
δ_{air}	Air pressure-induced line shift	8/8	Real	cm ⁻¹ atm ⁻¹ at 296 K
V'	Upper-state "global" quanta	3/15	Hollerith	see Table 3
V''	Lower-state "global" quanta	3/15	Hollerith	see Table 3
Q'	Upper-state "local" quanta	9/15	Hollerith	see Table 4
Q''	Lower-state "local" quanta	9/15	Hollerith	see Table 4
I_{err}	Uncertainty indices	3/6	Integer	Accuracy for 3/6 critical parameters
I_{ref}	Reference indices	6/12	Integer	References for 3/6 critical parameters
*	Flag	0/1	Character	Availability of program and data for the case of line mixing
g'	Statistical weight of the upper state	0/7	Real	See details in Ref. [3]
g''	Statistical weight of the lower state	0/7	Real	See details in Ref. [3]

Notes: For the field-length column, the notation A/B corresponds to the number of characters respectively in the 100- and 160-character records. For example, concerning the weighted square of the transition moment, the number of characters for \mathfrak{R} is 10 in the case of the *HITRAN* 2000 edition [1], and 0 in the case of the *HITRAN* 2004 edition since this parameter has been replaced by the Einstein A -coefficient.

図 D.2 HITRAN 2004 に登録されている吸収線データ (Rothman *et al.* 2005)。

D.3.2 吸収線強度の導出

吸収線強度は対応する状態遷移が起こる確率と、対応するエネルギー状態ある分子の割合によって表記される。状態遷移は (1) 外因的要素に影響を受けないエネルギー消失 (自然射出), (2) 外部から電磁波が入射することで生じるエネルギー消失 (誘導射出) 及びエネルギー増加 (吸収) に区分され, それぞれその確率はアインシュタイン A 係数 [(molecule s⁻¹)], B 係数 [(molecule s⁻¹ J⁻¹)] を用いて表記される。 A 定数は単位時間あたりに状態遷移が起こる確率であるが, B 定数は単位エネルギーが入射した際, 単位時間あたり状態遷移が起こる確率であり, 両者で次元が異なる。

ここで, 状態 η から状態 η' へ分子のエネルギー準位が上がった場合を考える。このときの吸収線強度 $S_{\eta\eta'}$ [cm⁻¹/(molecule cm⁻²)] は

$$S_{\eta\eta'} = hc\nu_{\eta\eta'} \frac{1}{N} (n_{\eta} B_{\eta\eta'} - n_{\eta'} B_{\eta'\eta}) \quad (\text{D.28})$$

アインシュタインの関係式

$$g_{\eta} B_{\eta\eta'} = g'_{\eta'} B_{\eta'\eta} \quad (\text{D.29})$$

を用いると,

$$S_{\eta\eta'} = hc\nu_{\eta\eta'} \frac{n_{\eta}}{N} \left(1 - \frac{g_{\eta} n_{\eta'}}{g'_{\eta'} n_{\eta}} \right) B_{\eta\eta'} \quad (\text{D.30})$$

と変形される。

系が局所熱力学平衡にあることを仮定すると, ボルツマン分布よりエネルギー状態 n にある分子数の割合は温度 T を用いて

$$P_n = \frac{n_n}{N} = \frac{g_n \exp\left(-\frac{hc\nu_n}{kT}\right)}{Q(T)} \quad (\text{D.31})$$

$$Q(T) \equiv \sum_i g_i \exp\left(-\frac{hc\nu_i}{kT}\right) \quad (\text{D.32})$$

となる。 $Q(T)$ はすべての状態数の和をとった値であり, 分配関数と呼ばれる。この場合,

$$\frac{g_{\eta} n_{\eta'}}{g'_{\eta'} n_{\eta}} = \frac{\exp\left(-\frac{hc\nu_{\eta'}}{kT}\right)}{\exp\left(-\frac{hc\nu_{\eta}}{kT}\right)} = \exp\left(-\frac{hc\nu_{\eta\eta'}}{kT}\right) \quad (\text{D.33})$$

より,

$$S_{\eta\eta'} = hc\nu_{\eta\eta'} \frac{g_{\eta} \exp\left(-\frac{hc\nu_{\eta}}{kT}\right)}{Q(T)} \left(1 - \exp\left(-\frac{hc\nu_{\eta\eta'}}{kT}\right)\right) B_{\eta\eta'} \quad (\text{D.34})$$

と表される.

D.3.3 ボイド関数の近似式

本モデルで用いたボイド関数の式 (Kuntz 1997, Ruyten 2004) を記述する.

$|x| + y > 15$ の場合

$$\begin{aligned} Voigt(x, y) &= \frac{a_1 + b_1 x^2}{a_2 + b_2 x^2 + x^4} \\ a_1 &= 0.2820948y + 0.5641896y^3 \\ b_1 &= 0.5641896y \\ a_2 &= 0.5 + y^2 + y^4 \\ b_2 &= -1.0 + 2.0y^2 \end{aligned}$$

$5.5 < |x| + y < 15$ の場合

$$\begin{aligned} Voigt(x, y) &= \frac{a_3 + b_3 x^2 + c_3 x^4 + d_3 x^6}{a_4 + b_4 x^2 + c_4 x^4 + d_4 x^6 + x^8} \\ a_3 &= 1.05786y + 4.65456y^3 + 3.10304y^5 + 0.56419y^7 \\ b_3 &= 2.962y + 0.56419y^3 + 1.69257y^5 \\ c_3 &= 1.69257y^3 - 2.53885y \\ d_3 &= 0.56419y \\ a_4 &= 0.5625 + 4.5y^2 + 10.5y^4 + 6.0y^6 + y^8 \\ b_4 &= -4.5 + 9.0y^2 + 6.0y^4 + 4.0y^6 \\ c_4 &= 10.5 - 6.0y^2 + 6.0y^4 \\ d_4 &= -6.0 + 4.0y^2 \end{aligned}$$

$|x| + y < 5.5$ かつ $y > 0.195|x| - 0.176$ の場合

$$\begin{aligned} Voigt(x, y) &= \frac{a_5 + b_5 x^2 + c_5 x^4 + d_5 x^6 + e_5 x^8}{a_6 + b_6 x^2 + c_6 x^6 + d_6 x^8 + e_6 x^{10} + x^{10}} \\ a_5 &= 272.102 + 973.778y + 1629.76y^2 + 1678.33y^3 + 1174.8y^4 \\ &\quad + 581.746y^5 + 204.510y^6 + 49.5213y^7 + 7.55895y^8 + 0.564224y^9 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
b_5 &= -60.5644 - 2.34403y + 220.843y^2 + 336.364y^3 + 247.198y^4 \\
&\quad + 100.705y^5 + 22.6778y^6 + 2.25689y^7 \\
c_5 &= 4.58029 + 18.546y + 42.5683y^2 + 52.8454y^3 + 22.6798y^4 \\
&\quad + 3.38534y^5 \\
d_5 &= -0.128922 + 1.66203y + 7.56186y^2 + 2.25689y^3 \\
e_5 &= 0.000971457 + 0.564224y \\
a_6 &= 272.102 + 1280.83y + 2802.87y^2 + 3764.97y^3 + 3447.63y^4 \\
&\quad + 2256.98y^5 + 1074.41y^6 + 369.199y^7 + 88.2674y^8 + 13.3988y^9 + y^{10} \\
b_6 &= 211.678 + 902.306y + 1758.34y^2 + 2037.31y^3 + 1549.68y^4 \\
&\quad + 793.427y^5 + 266.299y^6 + 53.5952y^7 + 5.0y^8 \\
c_6 &= 78.866 + 308.186y + 497.302y^2 + 479.258y^3 + 269.292y^4 \\
&\quad + 80.3928y^5 + 10.0y^6 \\
d_6 &= 22.0353 + 55.0293y + 92.7568y^2 + 53.5952y^3 + 10.0y^4 \\
e_6 &= 1.49645 + 13.3988y + 5.0y^2
\end{aligned}$$

$|x| + y < 5.5$ かつ $y > 0.195|x| - 0.176$ の場合

$$\begin{aligned}
Voigt(x, y) &= \exp(y^2 - x^2) \cos(2xy) \\
&\quad - (a_7 + b_7x^2 + c_7x^4 + d_7x^6 + e_7x^8 + f_7x^{10} + g_7x^{12} + h_7x^{14} \\
&\quad \quad + o_7x^{16} + p_7x^{18} + q_7x^{20} + r_7x^{22} + s_7x^{24} + t_7x^{26}) \\
&\quad / (a_8 + b_8x^2 + c_8x^4 + d_8x^6 + e_8x^8 + f_8x^{10} + g_8x^{12} + h_8x^{14} \\
&\quad \quad + o_8x^{16} + p_8x^{18} + q_8x^{20} + r_8x^{22} + s_8x^{24} + t_8x^{26} + x^{28}) \\
a_7 &= 1.16028e9y - 9.86604e8y^3 + 4.56662e8y^5 - 1.53575e8y^7 \\
&\quad + 4.08168e7y^9 - 9.69463e6y^{11} + 1.6841e6y^{13} - 320772.0y^{15} \\
&\quad + 40649.2y^{17} - 5860.68y^{19} + 571.687y^{21} - 72.9359y^{23} \\
&\quad + 2.35944y^{25} - 0.56419y^{27} \\
b_7 &= -5.60505e8y - 9.85386e8y^3 + 8.06985e8y^5 - 2.91876e8y^7 \\
&\quad + 8.64829e7y^9 - 7.72359e6y^{11} + 3.59915e6y^{13} - 234417.0y^{15} \\
&\quad + 45251.3y^{17} - 2269.19y^{19} - 234.143y^{21} + 23.0312y^{23} \\
&\quad - 7.33447y^{25} \\
c_7 &= -6.51523e8y + 2.47157e8y^3 + 2.94262e8y^5 - 2.04467e8y^7 \\
&\quad + 2.29302e7y^9 - 2.3818e7y^{11} + 576054.0y^{13} + 98079.1y^{15} \\
&\quad - 25338.3y^{17} + 1097.77y^{19} \\
&\quad + 97.6203y^{21} - 44.0068y^{23} \\
d_7 &= -2.63894e8y + 2.70167e8y^3 - 9.96224e7y^5 - 4.15013e7y^7 \\
&\quad + 3.83112e7y^9 + 2.2404e6y^{11} - 303569.0y^{13} - 66431.2y^{15} \\
&\quad + 8381.97y^{17} + 228.563y^{19} - 161.358y^{21} \\
e_7 &= -6.31771e7y + 1.40677e8y^3 + 5.56965e6y^5 + 2.46201e7y^7
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& +468142.0y^9 - 1.003e6y^{11} - 66212.1y^{13} + 23507.6y^{15} \\
& +296.38y^{17} - 403.396y^{19} \\
f_7 = & -1.69846e7y + 4.07382e6y^3 - 3.32896e7y^5 - 1.93114e6y^7 \\
& -934717.0y^9 + 8820.94y^{11} + 37544.8y^{13} + 125.591y^{15} \\
& -726.113y^{17} \\
g_7 = & -1.23165e6y + 7.52883e6y^3 - 900010.0y^5 - 186682.0y^7 + 79902.5y^9 \\
& +37371.9y^{11} - 260.198y^{13} - 968.15y^{15} \\
h_7 = & -610622.0y + 86407.6y^3 + 153468.0y^5 + 72520.9y^7 + 23137.1y^9 \\
& -571.645y^{11} - 968.15y^{13} \\
o_7 = & -23586.5y + 49883.8y^3 + 26538.5y^5 + 8073.15y^7 - 575.164y^9 \\
& -726.113y^{11} \\
p_7 = & -8009.1y + 2198.86y^3 + 953.655y^5 - 352.467y^7 - 403.396y^9 \\
q_7 = & -622.056y - 271.202y^3 - 134.792y^5 - 161.358y^7 \\
r_7 = & -77.0535y - 29.7896y^3 - 44.0068y^5 \\
s_7 = & -2.92264y - 7.33447y^3 \\
t_7 = & -0.56419y \\
a_8 = & 1.02827e9 - 1.5599e9y^2 + 1.17022e9y^4 - 5.79099e8y^6 + 2.11107e8y^8 \\
& -6.11148e7y^{10} + 1.44647e7y^{12} - 2.85721e6y^{14} + 483737.0y^{16} - 70946.1y^{18} \\
& +9504.65y^{20} - 955.194y^{22} + 126.532y^{24} - 3.68288y^{26} + 1.0y^{28} \\
b_8 = & 1.5599e9 - 2.28855e9y^2 + 1.66421e9y^4 - 7.53828e8y^6 + 2.89676e8y^8 \\
& -7.01358e7y^{10} + 1.39465e7y^{12} - 2.84954e6y^{14} + 498334.0y^{16} - 55600.0y^{18} \\
& +3058.26y^{20} + 533.254y^{22} - 40.5117y^{24} + 14.0y^{26} \\
c_8 = & 1.17022e9 - 1.66421e9y^2 + 1.06002e9y^4 - 6.60078e8y^6 + 6.33496e7y^8 \\
& -4.60396e7y^{10} + 1.4841e7y^{12} - 1.06352e6y^{14} - 217801.0y^{16} + 48153.3y^{18} \\
& -1500.17y^{20} - 198.876y^{22} + 91.0y^{24} \\
d_8 = & 5.79099e8 - 7.53828e8y^2 + 6.60078e8y^4 + 5.40367e7y^6 + 1.99846e8y^8 \\
& -6.87656e6y^{10} - 6.89002e6y^{12} + 280428.0y^{14} + 161461.0y^{16} - 16493.7y^{18} \\
& -567.164y^{20} + 364.0y^{22} \\
e_8 = & 2.11107e8 - 2.89676e8y^2 + 6.33496e7y^4 - 1.99846e8y^6 - 5.01017e7y^8 \\
& -5.25722e6y^{10} + 1.9547e6y^{12} + 240373.0y^{14} - 55582.0y^{16} - 1012.79y^{18} \\
& +1001.0y^{20} \\
f_8 = & 6.11148e7 - 7.01358e7y^2 + 4.60396e7y^4 - 6.87656e6y^6 + 5.25722e6y^8 \\
& +3.04316e6y^{10} + 123052.0y^{12} - 106663.0y^{14} - 1093.82y^{16} + 2002.0y^{18} \\
g_8 = & 1.44647e7 - 1.39465e7y^2 + 1.4841e7y^4 + 6.89002e6y^6 + 1.9547e6y^8 \\
& -123052.0y^{10} - 131337.0y^{12} - 486.14y^{14} + 3003.0y^{16} \\
h_8 = & 2.85721e6 - 2.84954e6y^2 + 1.06352e6y^4 + 280428.0y^6 - 240373.0y^8 \\
& -106663.0y^{10} + 486.14y^{12} + 3432.0y^{14}
\end{aligned}$$

$$o_8 = 483737.0 - 498334.0y^2 - 217801.0y^4 - 161461.0y^6 - 55582.0y^8 \\ + 1093.82y^{10} + 3003.0y^{12}$$

$$p_8 = 70946.1 - 55600.0y^2 - 48153.3y^4 - 16493.7y^6 + 1012.79y^8 \\ + 2002.0y^{10}$$

$$q_8 = 9504.65 - 3058.26y^2 - 1500.17y^4 + 567.164y^6 + 1001.0y^8$$

$$r_8 = 955.194 + 533.254y^2 + 198.876y^4 + 364.0y^6$$

$$s_8 = 126.532 + 40.5117y^2 + 91.0y^4$$

$$t_8 = 3.68288 + 14.0y^2$$

付録 E

補遺

E.1 表面張力が蒸気圧へ与える影響

固体球体に対する蒸気圧 P'_{sat} は、表面張力の効果を受けて平面の蒸気圧 P_{sat} からのずれが生じる (たとえば 小野 1980).

$$P'_{sat} = P_{sat} \exp\left(-\frac{2\gamma v}{rkT}\right) \quad (\text{E.1})$$

ただし、 γ は表面張力、 v は固形物質の 1 分子あたりの体積、 r は球体の半径、 k はボルツマン定数、 T は温度である。1 分子あたりの体積は、固体の密度 ρ_{ice} を 1 分子あたりの質量 m で割り、算出する。

$$v = \frac{m}{\rho_{ice}} \quad (\text{E.2})$$

表 E.1 計算に用いた値

記号	物理量	数値	
γ	表面張力	1.055×10^{-2}	N m^{-1}
ρ_{ice}	CO ₂ 氷密度	1.565×10^3	kg m^{-3}
m	CO ₂ 分子質量	7.31×10^{-26}	kg
k	ボルツマン定数	1.38×10^{-23}	N m K^{-1}
T	温度	170.0	K

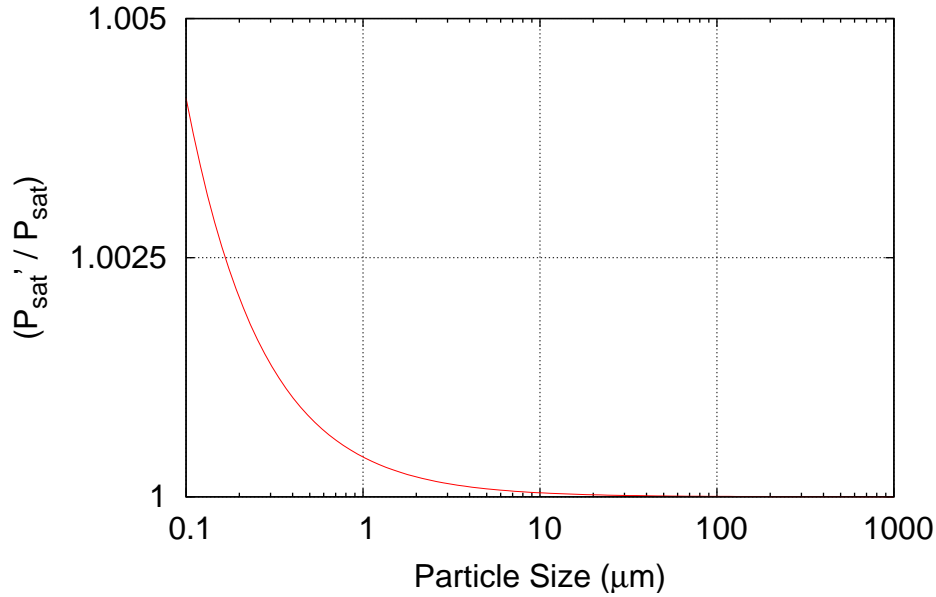


図 E.1 表面張力による蒸気圧の変化割合. 横軸は粒子半径である.

E.2 ストークス沈降速度

雲粒が落下する際に鉛直方向にかかる力釣り合う速度であり, 終端速度とも呼ばれる. Re (レイノルズ数) $= \frac{vr\rho_{air}}{\eta} < 10$ では粘性作用が慣性作用と比較して大きく, 半径 r の球形粒子が流体の中を相対速度 v で動く際に受ける抵抗力は $6\pi\eta rv$ である (ストークスの抵抗法則). 雲粒の浮力を無視すると, この抵抗力と重力とが釣り合えばよい.

$$0 = 6\pi\eta rv - \frac{4\pi\rho_{ice}r^3}{3}g \quad (E.3)$$

$$v(r) = \frac{2}{9} \frac{\rho_{ice}g}{\eta} r^2 \quad (E.4)$$

火星では地球と比較して重力が小さい為に沈降速度は遅い.

また粒子が終端速度に達した際のレイノルズ数は, 以下のように記述される. 大気圧 1 atm では粒子サイズが 100 micron 以下で $Re < 10$ のストークスの抵抗法則の成立条件を満たす.

$$Re = \frac{vr\rho_{air}}{\eta} = \frac{2}{9} \frac{\rho_{air}\rho_{ice}g}{\eta} r^3 \quad (E.5)$$

また, ここでは流体的振る舞いを仮定しているため, 系の特徴的長さ r は平均自由行程 l よりも大きくなければならない。

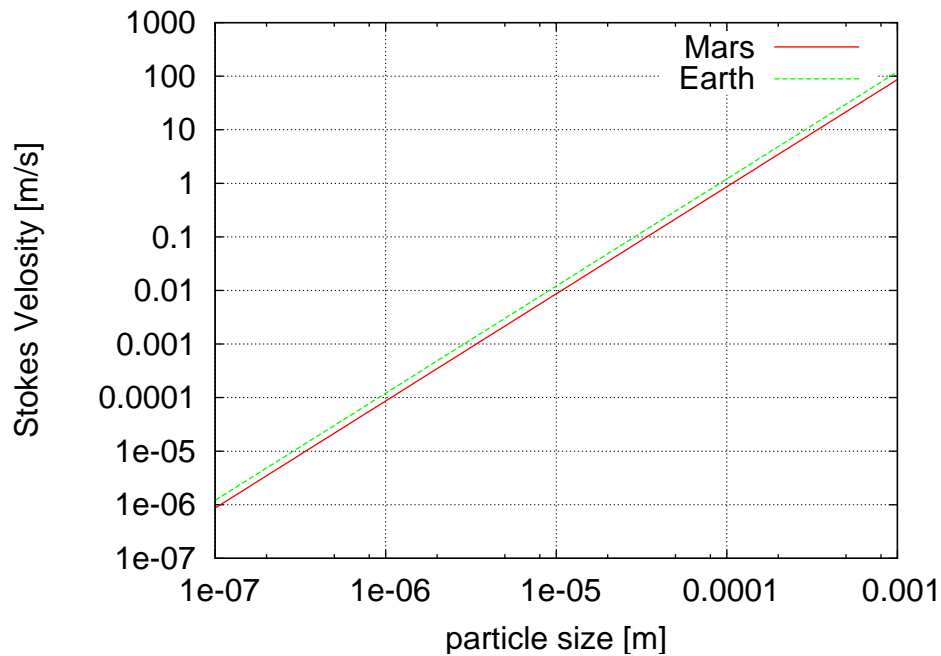


図 E.2 ストークス沈降速度の粒径依存性. 赤線は火星条件, 緑線は地球条件.

表 E.2 計算に用いた値

記号	物理量	数値
ρ_{ice}	雲密度	
	- CO ₂ 氷密度	1.565×10^3 kg m ⁻³
	- H ₂ O 水密度	1.0×10^3 kg m ⁻³
η	粘性係数	Pa s

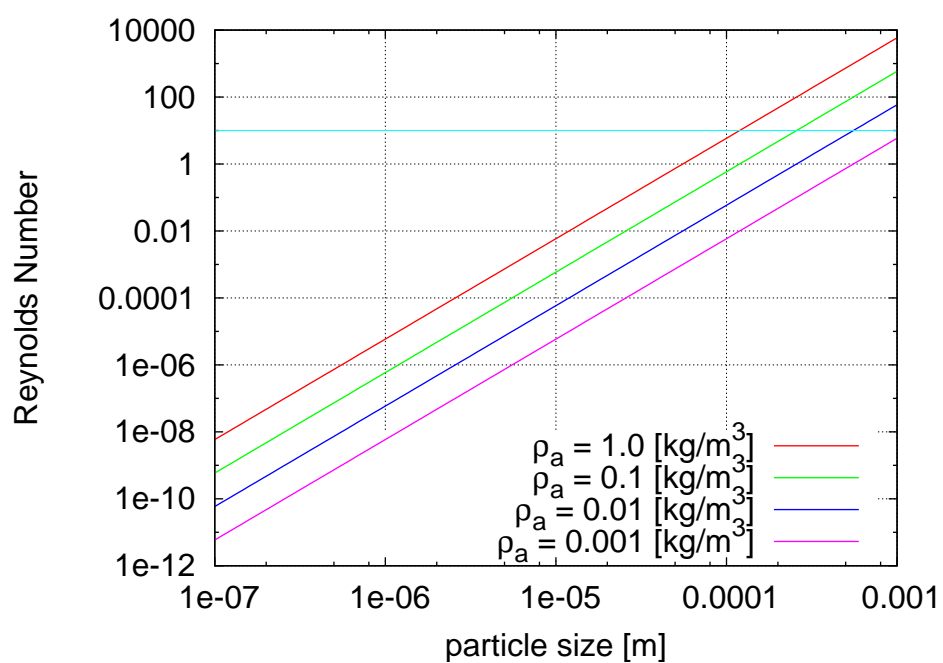


図 E.3 粒子が終端速度に達した際にレイノルズ数. 古火星条件. 各線は与えた大気密度が異なる. レイノルズ数が 10 を超えるとストークスの抵抗法則が破綻する事が経験的に知られている.

E.3 粘性係数

気体の粘性係数は、実験的に以下の式で表されることが知られている [理科年表]. 10 Pa – 数気圧の範囲では圧力依存性は小さい.

$$\eta = \eta_0 \left(\frac{T_0 + C}{T + C} \right) \left(\frac{T}{T_0} \right)^{3/2} \quad (\text{E.6})$$

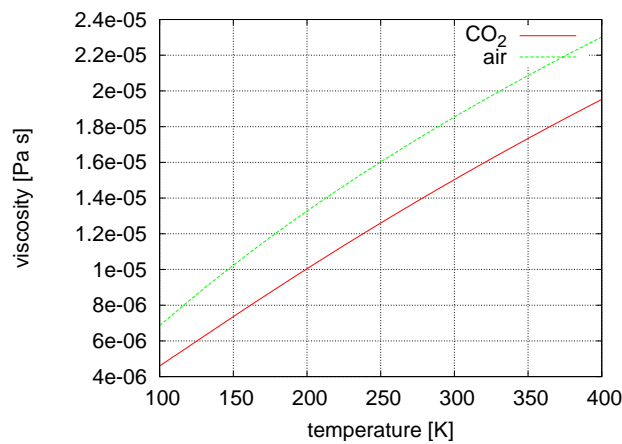


図 E.4 CO₂ 粘性係数の温度依存性

表 E.3 計算に用いた値

記号	物理量	数値	引用元
η	粘性係数		Pa s
η_0	基準粘性係数		
	- CO ₂ gas	1.47×10^{-5}	Pa s 理科年表
	- 地球大気	1.82×10^{-5}	Pa s 理科年表
T	温度		K
T_0	基準温度	293.0	K
C	サザランドの定数		
	- CO ₂ gas	240.0	
	- air	117.0	

参考文献

- Bohren, C. F. and Huffman, D. R., 1998, Absorption and Scattering of Light by Small Particles, Wiley-Interscience Press, 544pp
- Carslaw, K. S., Harrison, R. G. and Kirkby, J., 2002, Cosmic Rays, Clouds, and Climate, *Science*, **298**, 1732–1737
- Coakley, J. A., Jr. and Chylek, P., 1975, The two-stream approximation in radiative transfer Including the angle of the incident radiation, *J. Atmos. Sci.*, **32**, 409–418
- Colaprete, A. and Toon, O. B., 2003, Carbon dioxide clouds in an early dense Martian atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **108**, E4, 5025–5047
- Forget, F. and Pierrehumbert, R. T., 1997, Warming Early Mars with Carbon Dioxide Clouds That Scatter Infrared Radiation, *Science*, **278**, 1273–1276
- Golombek, M. P. and Bridges, N. T., 2000, Erosion rates on Mars and implications for climate change: Constraints from the Pathfinder landing site, *Journal of Geophysical Research*, **105**, E1, 1841–1854
- Gough, D. O., 1981, Solar interior structure and luminosity variations, *Sol. Phys.*, **74**, 21–34
- Gruszka, M. and Borysow, A., 1997, Roto-translational collision-induced absorption of CO₂ for the atmosphere of Venus at frequencies from 0 to 250 cm⁻¹ and at temperature from 200 K to 800 K, *Icarus*, **129**, 172–177
- Hale, G. M. and Querry, M. R., Optical constants of water in the 200-nm to 200-micrometer wavelength region, *Appl. Opt.*, **12**, 555–563

- Hayashida, S. and Horikawa, S., 2001, Anti-correlation between stratospheric aerosol extinction and the Ångström parameter from multiple wavelength measurements with SAGE II - a characteristic of the decay period following major volcanic eruptions, *Geophysical Research Letters*, **28**, 4063–4066
- Houghton, J., 2002, *The physics of atmospheres third edition*, Cambridge Univ. Press, 360pp
- Husson, N., Bonnet, B., Scott, N. A. and Chedin, A., 1992, Management and Study of Spectroscopic Information-The GEISA program, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **48**, 509–518
- Ida, S and Lin, D. N. C, 2004, Toward a Deterministic Model of Planetary Formation. I. A Desert in the Mass and Semimajor Axis Distributions of Extrasolar Planets, *Astrophys. J.*, **604**, 388–413
- Jacquinet-Husson, N., Scott, N. A., Chedin, A., Garceran, K., Armante, R., Chursin, A. A., Barbe, A., Birk, M., Brown, L. R., Camy-Peyret, C., Claveau, C., Clerbaux, C., Coheur, P. F., Dana, V., Daumont, L., Debacker-Barilly, M. R., Flaud, J. M., Goldman, A., Hamdouni, A., Hess, M., Jacquemart, D., Kopke, P., Mandin, J. Y., Massie, S., Mikhailenko, S., Nemtchinov, V., Nikitin, A., Newnham, D., Perrin, A., Perevalov, V. I., Regalia-Jarlot, L., Rublev, A., Schreier, F., Schult, I., Smith, K. M., Tashkun, S. A., Teffo, J. L., Toth, R. A., Tyuterev, V. G., Vander Auwera, J., Varanasi, P. and Wagner, G., 2005, The 2003 edition of the GEISA/IASI spectroscopic database, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **95**, 429–467
- Jakosky, B. M. and Phillips, R. J., 2001, Mars' volatile and climate history, *nature*, **412**, 237–244
- Joseph, J. H., Wiscombe, W. J. and Weinman, J. A., 1976, The delta-Eddington approximation for radiative flux transfer, *J. Atmos. Sci.*, **33**, 2452–2459
- Kasting, J. F., Pollack, J. B. and Crisp, D., 1984a, Effects of high CO₂ levels on surface temperature and atmospheric oxidation state of the early earth, *J. Atmos. Chem.*, **1**, 403–428
- Kasting, J. F., Pollack, J. B. and Ackerman, T. P., 1984b, Response of earth's atmosphere to increases in solar flux and implications for loss of water from Venus, *Icarus*,

57, 335–355

Kasting, J. F., 1991, CO₂ condensation and the climate on early Mars, *Icarus*, **91**, 1–13

Kasting, J. F., 1997a, Warming early Earth and Mars, *Science*, **726**, 1213–1215

Kasting, J. F., 1997b, Update: The early Maes climate question heats up, *Science*, **728**, 1245–1215

Kasting, J. F., Whitmire, D. P. and Reynolds, R. T., 1993. Habitable zones around main sequence stars, *Icarus*, **101**, 108–128

国立天文台編, 2000, 理科年表 平成 12 年, 丸善, 1064pp

Kuntz, M., 1997, A new implementation of the humlicek algorithm for the alculatation of the voigt profile function, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **57**, 819–824

Komabayshi, M., 1970, Shape instability of crystals of ice, carbon dioxide and ammonia grown in a cold chamber, *J. Met. Soc. Japan*, **48**, 4, 270–286

Liou, K.-N., 2002, An Introduction to Atmospheric Radiation, Academic Press, 583pp

Marchetti, S. and Silili, R., 2006, Accurate measurement of the refractive index of CO₂, N₂, He, O₂, and air at 10.57 μ and $T = 23^\circ \text{C}$, *Infrared Physics & Technology*, **47**, 263–266

前野紀一, 1986, 基礎雪氷学講座 I 雪氷の構造と物性, 第 2 章, 古今書院, 20–46

Meador, W. E. and Weaver, W. R., 1980, Two-stream approximations to radiative transfer in planetary atmospheres: a unified description of existing methods and a new improvement, *J. Atmos. Sci.*, **37**, 630 – 643

Mischna, M. A., Kasting, J. F. and Freedman, R., 2000, Influence of carbon dioxide clouds on early Matrian climate, *Icarus*, **145**, 546–554

Newman, M. J. and Rood, R. T., 1977, Implications of solar evolution for the earth's early atmosphere, *Sol. Phys*, **198**, 1035–1037

日本化学会編, 1999, 科学便覧 基礎編改訂 4 版, 8 章, 丸善 II 101-194

小野周, 1980, 表面張力, 共立出版, 136pp

Pierrehumbert, R. T. and Erlick, C., 1998, On the scattering greenhouse effect of CO₂ ice clouds, *J. Atmos. Sci.*, **55**, 1897–1903

Pollack, J. B., Kasting, J. F., Richardson, S. M. and Polliakoff, K., 1987, The case for a wet, warm climate on early Mars, *Icarus*, **71**, 203–224

Rothman, L. S., Rinsland, C. P., Goldman, A., Massie, S. T., Edwards, D. P., Flaud, J.-M., Perrin, A., Camy-Peyret, C., Dana, V., Mandin, J.-Y., Schroeder, J., McCann, A., Gamache, R. R., Wattson, R. B., Yoshino, K., Chance, K., Jucks, K., Brown, L. R., Nemtchinov, V., Varanasi, P., 1998, The HITRAN Molecular Spectroscopic Database and HAWKS (HITRAN Atmospheric Workstation): 1996 Edition, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **60**, 665–710

Rothman, L. S., Jacquemart, D., Barbe, A., Benner, D. C., Birk, M., Brown, L. R., Carleer, M. R., Chackerian, C., Chance, K., Coudert, L. H., Dana, V., Devi, V. M., Flaud, J. M., Gamache, R. R., Goldman, A., Hartmann, J. M., Jucks, K. W., Maki, A. G., Mandin, J. Y., Massie, S. T., Orphal, J., Perrin, A., Rinsland, C. P., Smith, M. A. H., Tennyson, J., Tolchenov, R. N., Toth, R. A., Vander Auwera, J., Varanasi, P. and Wagner, G., 2005, The HITRAN 2004 molecular spectroscopic database, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **96**, 139–204

Ruyten, W., 2004, Comment on “A new implementation of the Humlicek algorithm for the calculation of the Voigt profile function” by M. Kuntz [JQSRT 57(6) (1997) 819–824], *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **86**, 231–233

Roberts, R. E., Selby, E. A. and Biberman, L. M., 1976, Infrared continuum absorption by atmospheric water vapor in the 8–12 μm window, *Appl. Opt.*, **15**, 2085–2090

Sagan, C. and Chyba, C., 1997, The early faint sun paradox: Organic shielding of ultraviolet-labile greenhouse gases, *Science*, **276**, No. 5316, 1217–1221

Sagan, C. and Mullen, G., 1972, Earth and Mars : evolution of atmospheres and surface temperatures, *Science*, **117**, No. 4043, 52–56

佐々木晶, 1997: 火星の表層環境とその歴史, 遊星人, **6**, 70–79

Squyres, S. W. and Kasting, J. F., 1994, Early Mars: How Warm and How Wet?, *Science*, **265**, 744–749

Toon, O. B., McKay, C. P., Ackerman, T. P. and Santhanam, K., 1989, Rapid calculation of radiative heating rates and photodissociation rates in inhomogeneous multiple scattering atmospheres, *J. Geophys. Res.*, **94**, E4, 16287–16301

Warren, S. G., 1984, Optical constants of ice from the ultraviolet to the microwave, *Appl. Opt.*, **23**, 1206–1225

Warren, S. G., 1986, Optical constants of carbon dioxide ice, *Appl. Opt.*, **25**, 2650–2674

Yokohata, T., Kosugita, K., Odaka, M. and Kuramoto, K., 2002, Radiative absorption by CO₂ ice clouds on early Mars: Implication to the stability and greenhouse effect of the clouds, *Proceedings of the 35th ISAS Lunar and Planetary Science Conference*, 13–16