

火星大気 - 極冠システムの  
一次元エネルギーバランスモデルについて

On the one dimensional energy balance model of  
Mars atmosphere - ice cap system

高山 歌織

Kaoru Takayama

地球惑星大気物理学研究室

2002年1月31日

## 要旨

本研究では、火星の気候について議論するための一次元エネルギーバランスモデルを新たに構築した。モデルの特徴は極冠上での二酸化炭素の凝結過程を考慮していることにある。境界条件として与える太陽定数、赤道傾斜角、大気圧に対する温度分布や氷線緯度の応答を調べることにより、気候システムの振舞いについて調べた。

火星では大気主成分である  $\text{CO}_2$  が極冠で凝結、蒸発するという物理過程が存在する。このため、 $\text{CO}_2$  極冠の地表面温度は大気圧の凝結温度に固定される。この過程が気候状態に大きな影響を与えている。そのため地球気候の研究に使われているエネルギーバランスモデルをそのまま火星に適用することはできない。例えば Nakamura and Tajika (2001) では  $\text{CO}_2$  大気の凝結効果が考慮されておらず、氷線緯度を求めた計算過程には物理的な矛盾が含まれている。

極冠の地表面温度と  $\text{CO}_2$  大気の凝結温度に一致させると、氷線緯度付近で南北温度勾配が不連続になり、水平熱輸送による熱エネルギーが氷線緯度に集中するという問題が発生する。そこで本研究では、水平熱輸送によって極冠に流れ込むエネルギーを極冠上に均等に分配する補正フラックスを導入することによりこの問題を解決した。太陽放射と補正フラックスの和に比べて惑星放射が大きくなる領域を  $\text{CO}_2$  大気の凝結する極冠領域とし、両者の差額を潜熱解放フラックスと定義する。極冠上の各緯度における潜熱解放フラックスから、二酸化炭素の凝結速度を求めることができる。これを用いれば、極冠の成長限界を議論することが可能となる。

本研究で構築したモデルを用いて氷線緯度の応答を調べると、従来のモデルの計算結果に比べ、特に大気圧が高い場合に部分極冠ができにくい。また赤道傾斜角が大きい場合には、南北の地表面温度差が小さくなるため、得られる解は全球凍結解または無極冠解のどちらかにかたよりがちになる。

---

# 目次

<b>I</b>	<b>はじめに</b>	<b>1</b>
<b>II</b>	<b>モデル</b>	<b>2</b>
1	エネルギーバランス方程式	2
1.1	太陽放射フラックス	2
1.2	惑星放射フラックス	4
1.3	水平熱輸送フラックス	5
1.4	補正フラックス	6
1.5	二酸化炭素凝結の潜熱解放フラックス	7
2	数値計算手順	8
3	物理定数および計算パラメータ	10
<b>III</b>	<b>結果と考察</b>	<b>11</b>
1	従来のモデルとの比較	11
2	太陽放射フラックス	14
3	エネルギーバランス状態	15
3.1	フラックスバランス	15
3.2	地表面温度	17
4	氷線緯度	20
4.1	氷線緯度の収束に関する考察	20
4.2	水平熱輸送がない場合	20
4.3	水平熱輸送がある場合	26
5	二酸化炭素の凝結速度	38
<b>IV</b>	<b>結論</b>	<b>40</b>
1	一次元エネルギーバランスモデルの構築	40
2	一次元エネルギーバランスモデルから得られた気候システムの振舞	40

---

2.1	氷線緯度と地表面温度 . . . . .	40
2.2	水平熱輸送依存性 . . . . .	41
	参考文献	42
	<b>Appendices</b>	<b>43</b>
1	二酸化炭素の蒸気圧曲線 . . . . .	43
2	極冠上の潜熱輸送 . . . . .	44
3	極冠上の地表面温度 . . . . .	45
4	太陽放射フラックス . . . . .	47

## I はじめに

本研究では火星の気候システムの振舞いや進化についての知見を得ることを主目的に、火星の大気 - 極冠システムの 1 次元エネルギーバランスモデルの構築を行なう。エネルギーバランスモデルは、惑星の気候を議論する際に良く使われている。現在の地球の気候システムの再現に用いられる GCM (Global Circulation Model) は、現実の観測データを再現できるよう様々な経験的チューニングが行なわれているため、幅広い境界条件下でも物理的に正しいシミュレーションが実行できるとは限らない。太陽定数や大気圧が大きく変動しうる系の振舞いを知るには、むしろ一次元のエネルギーバランスモデルが極めて有効である。

火星においても、気候システムに関する議論は昔から行なわれている。火星は大気の約 95% が二酸化炭素である。そのため大気主成分が極冠に凝結するという現在の地球では見られない物理過程が存在し、これが気候の状態に大きな影響を与えている。例えば Gierasch and Toon (1973) は、簡単なボックスモデルを用いて、二酸化炭素が極冠に凝結することによって大気圧がコントロールされることを示した。このため、火星気候を議論する場合、地球気候を再現するのに使われていたモデルをそのまま使うことはできない。Nakamura and Tajika (2001) は地球の気候の再現に使われていた一次元エネルギーバランスモデルを火星に適用し、大気 - 極冠 - レゴリス間の二酸化炭素分布について調べている。しかし Nakamura and Tajika (2001) では、使用しているモデルが物理的につじつまがっているのか、全体としてエネルギーがバランスしているのか等の吟味が十分に行なわれていない。

本研究では、系全体としてエネルギー収支がつりあっているかということに焦点を当てて、大気 - 極冠システムの一次元エネルギーバランスモデルを新たに構築した。火星史を通じて変化したと思われる太陽放射、赤道傾斜角、大気圧などをモデルの境界条件として幅広く変化させることにより、気候システムの振舞いについて調べる。2 章では、本研究で構築したモデルのエネルギーバランス方程式とその素過程の説明を行なう。3 章ではエネルギーバランスを吟味することの重要性、様々なパラメータに対するモデルの結果を示し、4 章に結論をまとめた。Appendix ではモデル理解を助ける基本的な物理過程の説明を行なっている。

## II モデル

### 1 エネルギーバランス方程式

本研究では緯度方向に解像度を持った、大気 - 極冠系の 1 次元のエネルギーバランスモデルを構築する。モデルでは、大気の下端と地表面は十分に熱のやりとりを行なっているとして、各緯度において両者は等しい温度を持つと仮定した。これにより各緯度  $\phi$  におけるエネルギーバランス方程式を地表面温度および地表面大気圧  $p$  の関数として記述する。

二酸化炭素が凝結している領域を極冠領域、それ以外の領域をレゴリス領域、両者の境界を氷線緯度と定義する。極冠領域の地表面温度は大気圧  $p$  に対応する二酸化炭素の凝結温度  $T_c(p)$  に一致させ (appendices 1,2,3 参照)、レゴリス領域の地表面温度は  $T_a$  とする。それぞれの領域についてエネルギーバランス方程式を以下のように表す。

$$F_s(\phi, A_i) + F_h^{\text{corr}} + F_L - F_p(T_c) = 0 \quad (\text{極冠領域}) \quad (1)$$

$$F_s(\phi, A_r) + F_h(\phi, T_a) - F_p(T_a) = 0 \quad (\text{レゴリス領域}) \quad (2)$$

$F_s(\phi, A)$  は太陽放射フラックス、 $F_p(T)$  は惑星放射フラックス、 $F_h(\phi, T_a)$  は水平熱輸送フラックス、 $F_h^{\text{corr}}$  は水平熱輸送により極冠に流入するエネルギーを表す補正フラックス、 $F_L$  は二酸化炭素凝結の潜熱解放フラックスである。ここで、地下での上下、緯度方向へ熱伝導は大気のそれに比べ十分小さいため、地下における熱の伝導は無視する。

上記のエネルギーバランス方程式を解くことにより各緯度の地表面温度を求め、(1)、(2) 各項のエネルギーフラックスが求まる。以下ではこれらのエネルギーフラックスについて説明する。

#### 1.1 太陽放射フラックス

本研究では極冠の継続的な成長を調べるために、太陽放射フラックスは年平均値を使用した。火星地表面に到達する太陽放射フラックス  $F_s(\phi, A)$  は、大気上端で受け取るフラックス  $S_y$  にアルベドによるフラックスの減少を考慮したもので表される。

$$F_s(\phi) = S_{\text{eff}} \times S_y(\phi)(1 - A_s)(1 - A_a(p)) \quad (3)$$

$S_{\text{eff}}$  は太陽放射強度を可変なものとするために定義した係数である。これは太陽定数の現在値に対する割合を決める係数であり、過去の火星では現在よりも太陽定数

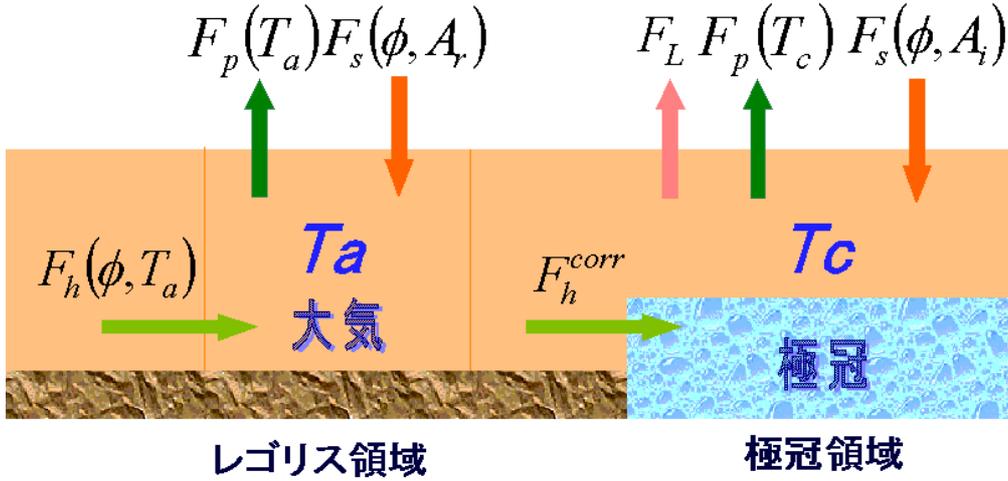


図 1: 系のエネルギーバランス概念図

が小さかったと考えられるため、そのような変化を表せるようにしたものである。同様に将来的には太陽定数が大きくなる可能性を考え、 $S_{\text{eff}}$  は 1.5 から 0.5 の範囲で変化させた。  $A_s$  は 地表面アルベド、  $A_a(p)$  は大気の散乱アルベドである。

レゴリスと氷では地表面アルベドの値は異なるため、地表面アルベドは極冠の存在しない領域と極冠領域で変化する。極冠が存在しない領域でのアルベドの値は Gierash and Toon (1973) の用いた値を利用する。

$$A_s = \begin{cases} 0.215 & \text{レゴリス領域} \\ 0.75 & \text{極冠領域} \end{cases} \quad (4)$$

また、大気の散乱アルベドは大気圧によって変化する。大気の散乱アルベドは Pollack *et al.* (1987) の散乱計算による結果に一致するようなパラメータ化を行なって表現した。

$$A_s(p) = \begin{cases} 0 & (p \leq p_0) \\ 0.021 \left\{ \log \left( \frac{p}{p_0} \right) \right\}^{2.5} & (p \geq p_0) \end{cases} \quad (5)$$

以上を用いて惑星アルベドを表すと

$$\begin{aligned} A_r &= 1 - (1 - 0.215)(1 - A_a(p)) && \text{レゴリス領域} \\ A_i &= 1 - (1 - 0.75)(1 - A_a(p)) && \text{極冠領域} \end{aligned}$$

の様に表すことができる。この惑星アルベドの圧力に対する変化を図 2 に示した。

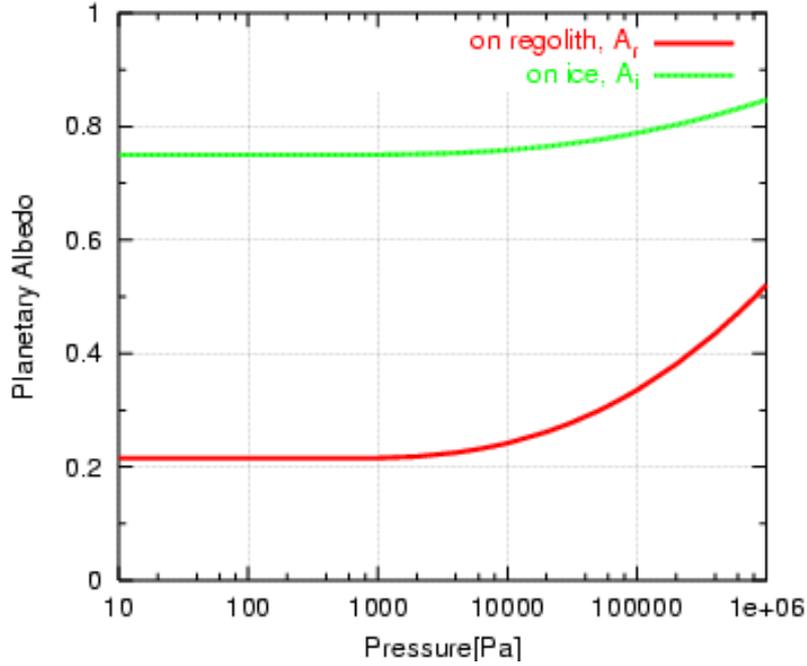


図 2: 地表面圧力に対するアルベド

## 1.2 惑星放射フラックス

大気上端から射出する惑星放射フラックス  $F_p(T_a)$  は灰色大気の一次元放射対流平衡モデルを用いて以下のように表現する。

$$F_p(T_a) = 2 \int_{\tau_{tr}}^{\tau_s} d\tau' \frac{d}{d\tau'} \left[ 2\sigma T_a^4 \left( \frac{\tau'}{\tau_s} \right)^{\frac{4R}{c_p}} \right] \exp \left[ -\frac{3}{2}(\tau' - \tau_{tr}) \right] \quad (6)$$

$\tau_s, \tau_{tr}$  は地表面および対流圏界面における大気の光学的深さである。  $\sigma$  はステファーン - ボルツマン定数,  $c_p, R$  はそれぞれ二酸化炭素の定圧比熱と気体定数である。 (6) は対流圏界面において正味上向き放射フラックスが連続であるという条件を用いて導出したものである (Yokohata, 2000)。 惑星放射フラックスは (6) と、大気の温度が連続であるという境界条件

$$T_a \left( \frac{\tau_{tr}}{\tau_s} \right)^{\frac{R}{c_p}} = \left[ \frac{F_t(\tau_{tr})}{2\sigma} \left( \frac{3}{2}\tau + 1 \right) \right]^{1/4} \quad (7)$$

$$(8)$$

を連立することにより解くことができる。 地表面における大気の光学的深さ  $\tau_s$  は地表面大気圧  $p$  と

$$\tau_s = \int_p^0 \kappa(p') g dp' \quad (9)$$

の関係を持つ。  $g$  は重力加速度である。  $\kappa(p)$  は灰色大気の吸収係数で、Pollack *et al.* (1987) の非灰色放射対流平衡モデルによる計算結果が再現されるよう、以下のようにパラメータ化した。

$$\kappa(p) = \kappa_a(\kappa_b - \log(p))^{\kappa_c} \quad (10)$$

$\kappa_a = 4.0 \times 10^{-5}$ ,  $\kappa_b = 7.0$ ,  $\kappa_c = 1.0$  である。 図3に圧力に対する  $\kappa(p)$  の変化を示した。

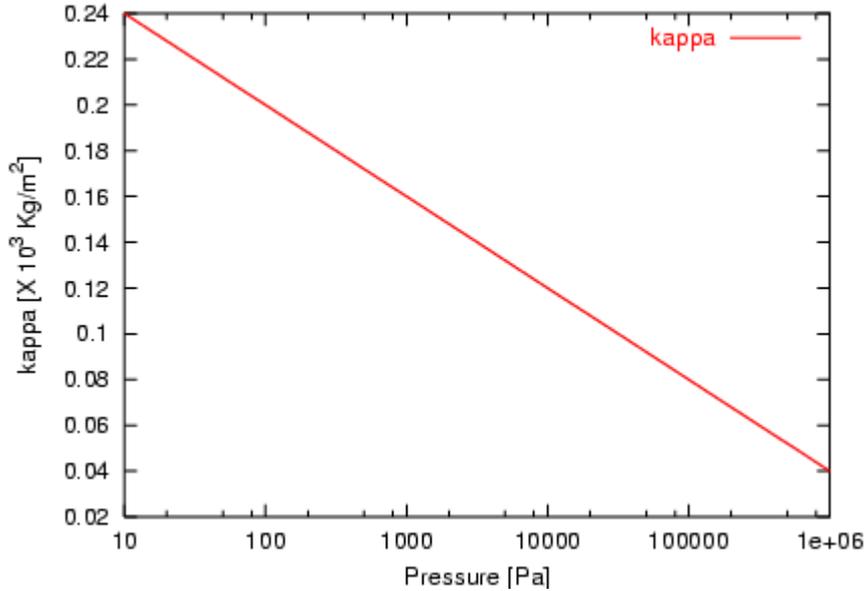


図3: 大気圧に対する吸収係数.

これらの式を解くことにより図4のように、地表面温度と大気圧を決めると一意に大気上端から放射する惑星放射フラックスを決めることができる。

### 1.3 水平熱輸送フラックス

レゴリス領域における水平熱輸送フラックス  $F_h(\phi)$  は、大気の渦拡散によって低緯度域の暖かい大気が高緯度域に運ばれることによりもたらされているとを仮定する。

$$F_h(\phi) = \frac{1}{\cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \left( D \cos \phi \frac{\partial T_a}{\partial \phi} \right) \quad (11)$$

$D$  は熱伝導係数である。  $D$  は大気圧に依存しない場合、大気圧に依存して変化する場合の二通りを考えた。

$$\begin{cases} \text{圧力に依存しない場合:} & D = \alpha D_0 \\ \text{圧力に依存する場合:} & D(p) = \alpha D_0 \frac{p}{p_0} \end{cases}$$

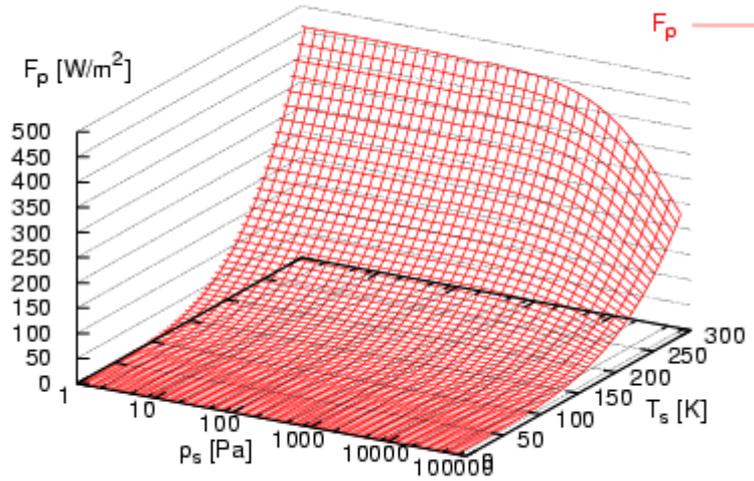


図 4: 一次元放射対流平衡モデルによって決まる惑星放射フラックス.

$p_0$  は現在の大気圧,  $D_0$  は実際の火星の温度分布を良く説明できる値 (James and North, 1982) を用いる.

$$D_0 = 4 \times 10^{-3} \text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$$

を使っている. しかし, この値はオーダーでは正しいが不確かさのある値であるため, 係数  $\alpha$  を使って不定性を表す.  $\alpha$  は 0.1 – 1 の範囲で変化させた.

#### 1.4 補正フラックス

極冠領域では地表面温度が等温となるため, 地表面温度の温度勾配を持つレゴリス領域と極冠領域では温度勾配に不連続が生じる. これにより氷線緯度から高緯度にエネルギーを運ぶ仕組みが存在せずエネルギーが氷線緯度に集中してしまう. そこで氷線緯度  $\phi_c$  においてレゴリス領域から極冠領域に入ってくる水平熱輸送による総エネルギー  $E_h$  を極冠の面積  $S_{\text{icecap}}$  で割ったものを補正フラックス  $F_h^{\text{corr}}$  とし, 極冠の領域に分配することでこの問題を解決する.

$$F_h^{\text{corr}} = \frac{E_h(\phi_c)}{S_{\text{icecap}}} \quad (12)$$

$$E_h(\phi_c) = -2\pi r^2 \cos \phi_c D \frac{\partial T_a(\phi_c)}{\partial \phi} \quad (13)$$

となる. ここで  $r$  は火星半径,  $T_a(\phi_c)$  は氷線緯度における地表面温度である.

### 1.5 二酸化炭素凝結の潜熱解放フラックス

極冠上の地表面温度は二酸化炭素の凝結温度  $T_c(p)$  に一致すると仮定する. このとき凝結による潜熱の解放フラックス  $F_L$  は, 極冠上の惑星放射  $F_p(T_c)$  と太陽放射フラックス  $F_s(\phi, A_i)$ , 補正フラックス  $F_h^{corr}$  の差として表現できる.

$$F_L = F_p(T_c) - (F_s(\phi, A_i) + F_h^{corr}) \quad (14)$$

$F_L$  が正となる領域を極冠領域とする.

## 2 数値計算手順

以下では、前述のエネルギーバランス方程式を数値的に解く手順を説明する。

### 1. 地表面温度と氷線緯度の初期値の決定

まず、大気圧  $p$  に対応する二酸化炭素の凝結温度  $T_c(p)$  とその場合の惑星放射フラックス  $F_p(T_c)$  を決める。極冠領域の地表面温度、惑星放射フラックスはこれに一致する。放射対流平衡で決まる地表面温度の緯度分布は図5のようになる。

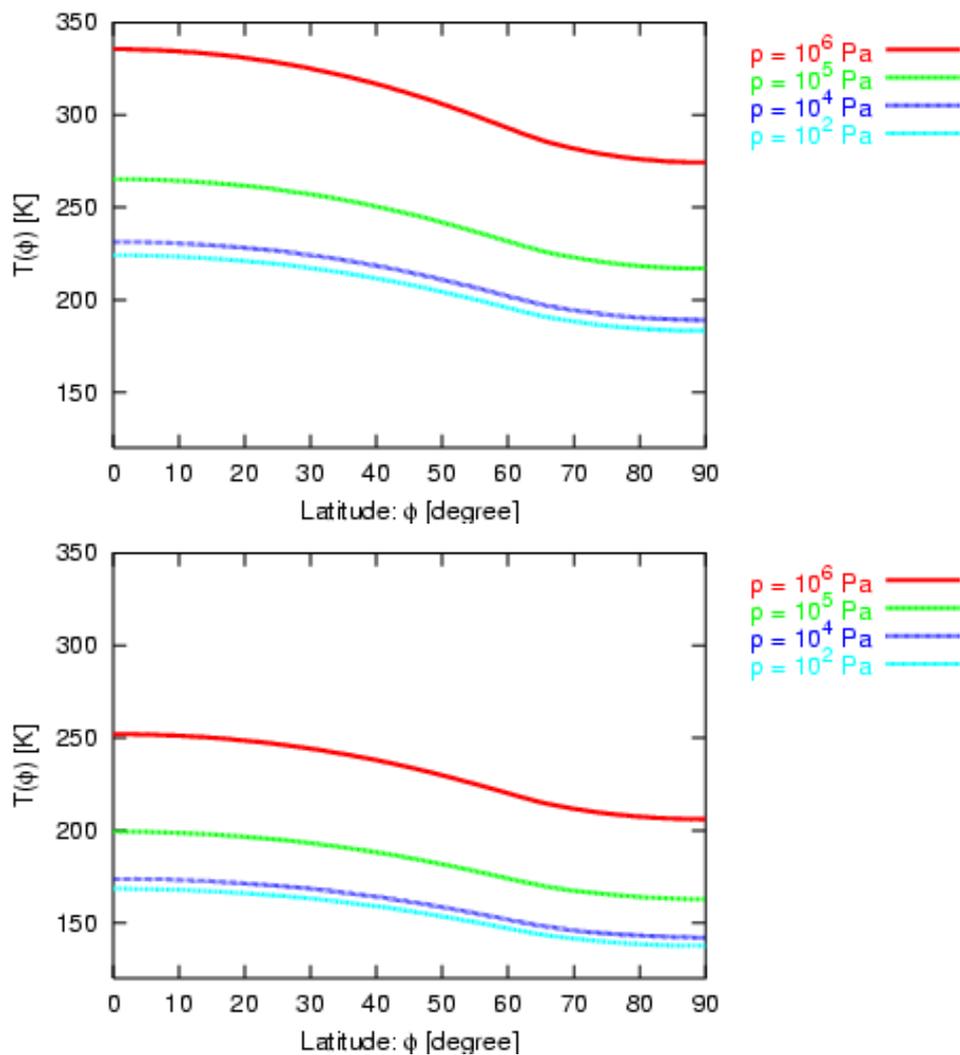


図 5: 火星の各緯度における地表面温度: (上) 全球レゴリスの場合 ( $A_r$ ), (下) 全球凍結の場合 ( $A_i$ )

全球が氷で覆われていると仮定し、各緯度に入射する太陽放射フラックス

$F_s(\phi, A_i)$  と惑星放射フラックス  $F_p(T_c)$  の大きさを比較する.

$$F_s(\phi, A_i) \leq F_p(T_c)$$

となる領域を極冠領域とし, 領域の最低緯度にあたる  $F_s(\phi, A_i) = F_p(T_c)$  を満たす緯度が氷線緯度になる. 氷線緯度より低緯度域をレゴリス領域とする.

2. レゴリス領域でエネルギーバランスを解く.

氷線緯度で地表面温度  $T_a =$  凝結温度  $T_c$  の境界条件をおき, レゴリス領域で (2) を解く. 計算では (2) は大気加熱率を用いて,

$$\sigma_{\text{CO}_2} c_p \frac{\partial T_a}{\partial t} = F_s(\phi, A_r) + F_h(\phi, T_a) - F_p(T_a)$$

の様に表し, 左辺が 0 となる平衡状態に達するまで計算する. ここで  $\sigma_{\text{CO}_2}, c_p$  はそれぞれ二酸化炭素の面密度および定圧比熱である.

3. 氷線緯度の決定

平衡に達したとき氷線緯度における水平温度勾配を用いて, 水平熱輸送による補正フラックス  $F_h^{\text{corr}}$  を求める. これをエネルギーバランスの式 (1) に代入し,  $F_L \geq 0$  となる領域を極冠領域として, 新しい氷線緯度をきめる. 手順 2-3 を繰り返し, 氷線緯度が収束する場所を決める.

### 3 物理定数および計算パラメータ

本研究で使った物理定数を表 1 に、計算パラメータを表 2 に示した.

表 1: 物理定数表 [理科年表, 2000, 化学便覧, 1999]

物理定数	文中記号	数値
火星半径	$r$	$3.397 \times 10^6$ m
地表面重力加速度	$g$	$3.72$ kg m/s <sup>2</sup>
現在の地表面圧力	$p$	610 Pa
自転周期		$8.86 \times 10^4$ s
公転周期		$5.93 \times 10^7$ s
軌道離心率	$e$	0.0934
軌道長半径	$r_o$	1.52 AU
赤道傾斜角	$\theta$	25.19 degree
太陽定数 (at 1 AU)	$S_E$	$1377$ W/m <sup>2</sup>
CO <sub>2</sub> の気体定数	$R$	189 J/K Kg
CO <sub>2</sub> の定圧比熱	$c_p$	873 J/K Kg
CO <sub>2</sub> (固) の密度 (at 193 K)	$\rho_s$	$1.565 \times 10^3$ Kg/m <sup>3</sup>
CO <sub>2</sub> の昇華の潜熱	$L$	5.734 J/g
ステファン - ボルツマン定数	$\sigma$	$5.67 \times 10^{-8}$ W/m <sup>2</sup> K <sup>4</sup>
ボルツマン定数	$k$	$1.380 \times 10^{-23}$ J/K

表 2: 計算パラメータ

パラメータ	記号	範囲
太陽定数比	$S_{\text{eff}}$	0.5 – 1.5
赤道傾斜角	$\theta$	0 – 50 degree
地表面圧力	$p$	$10 - 10^6$ Pa
熱伝導係数を決めるパラメータ	$\alpha$	0.1 – 1
氷線緯度での温度勾配	$\delta T$	1 倍, 1/2 倍

### III 結果と考察

#### 1 従来のモデルとの比較

Nakamura and Tajika (2001) では一次元エネルギーバランスモデルを構築し大気-極冠-レゴリス系の気候のジャンプについて議論している. しかし彼らのモデルでは極冠上の地表面温度は, 太陽放射と水平熱輸送, 惑星放射のつりあいによって決まっている. 彼らは地表面温度の緯度分布を明らかにしていないが, 図6上のようなになると考えられる. しかし実際には前節で示したように極冠上では地表面温度は凝結温度に一致し, 図6下のような分布を取るはずである.

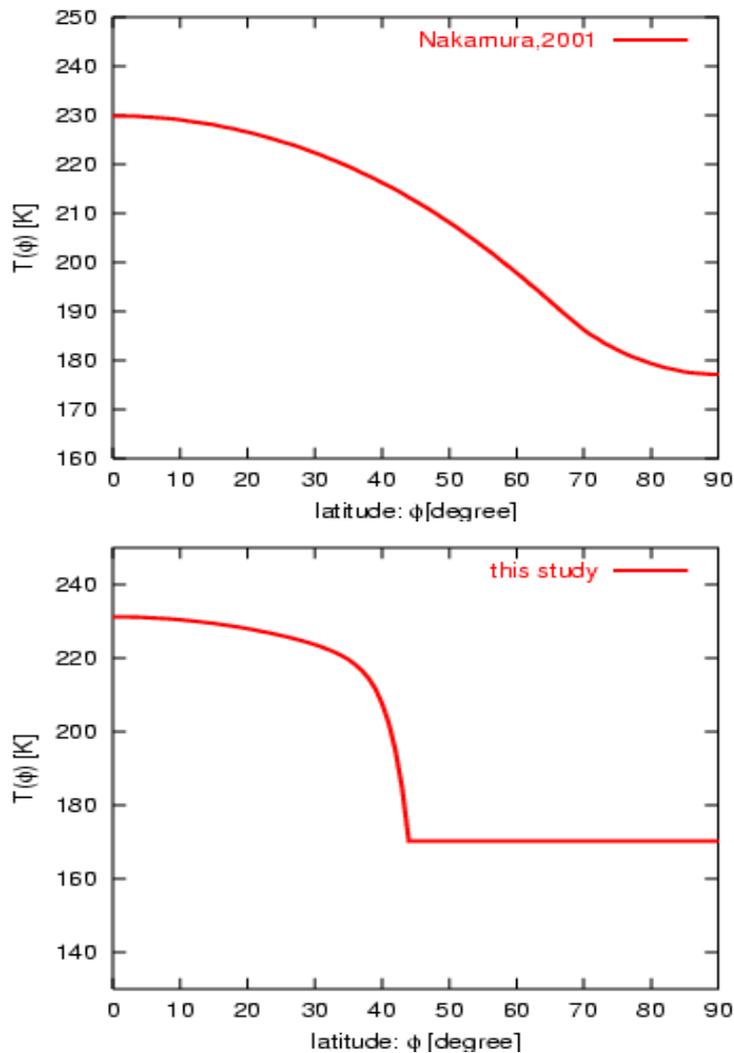


図 6: Nakamura and Tajika (2001) で考えている地表面温度分布 (上) と, 本研究で考えている地表面温度分布 (下) の比較 (概念図)

極冠の地表面温度を凝結温度に一致すると、図6右のように極冠の端で温度勾配の不連続が生じる。この場合、そのままエネルギーバランスの式を解くと、水平熱輸送によって運ばれてきた熱はこの不連続部分で一点に集中してしまう。従来のモデルではこのことがきちんと処理されていない。

今回の我々のモデルでは氷線を越えて流入する熱フラックスを極冠全体に配分し全球的なエネルギー収支に矛盾が無いように構築している。このような違いは極冠の広がりを見積もる上で大きな影響を及ぼす。Nakamura and Tajika (2001) で示されている氷線緯度の分布 (図7) と本研究の結果 (図8) を比較してみると、水平熱輸送のないモデルでは両者は近い結果になっているが、水平熱輸送を考慮した場合には、特に高圧域でまったく異なる結果が得られる。大きな違いは、部分極冠の存在範囲である。Nakamura and Tajika (2001) では広い太陽定数、大気圧範囲において部分極冠の存在が示されている。しかし本研究で、特に熱輸送を考慮した場合には、部分極冠は非常に限られた太陽定数、大気圧範囲でのみしか部分極冠は存在できない。残りの範囲では全球凍結解か無極冠解のどちらかに偏っている。これは本研究では水平熱輸送によって運ばれたエネルギーを極冠上に分配しているため、一度レゴリス領域ができると、熱輸送が効いて極域でも極冠が存在できないほど温められてしまうためである。熱輸送が小さい低圧域では本研究の結果でも部分極冠が存在する。また Nakamura and Tajika (2001) では緯度 90 度付近に氷線緯度の高緯度不安定解が存在することが示されている。しかし本研究においてはこのような解は存在しない。前述のような熱輸送効果を考えると、このような小さな極冠は現実には存在できないことがわかる。

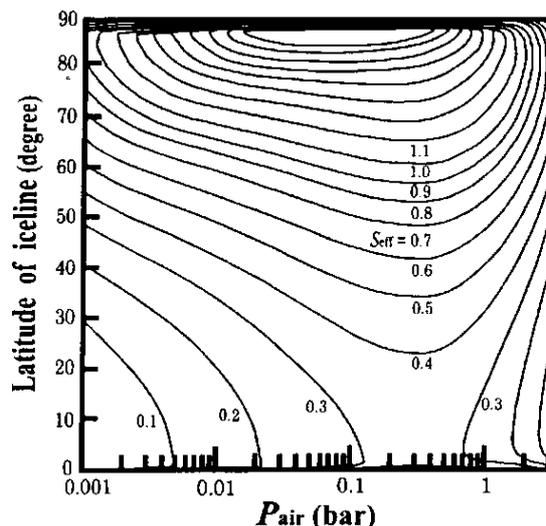


図7: Nakamura and Tajika (2001) で計算された大気圧と太陽定数の変化に対する氷線緯度. [Nakamura and Tajika (2001)]

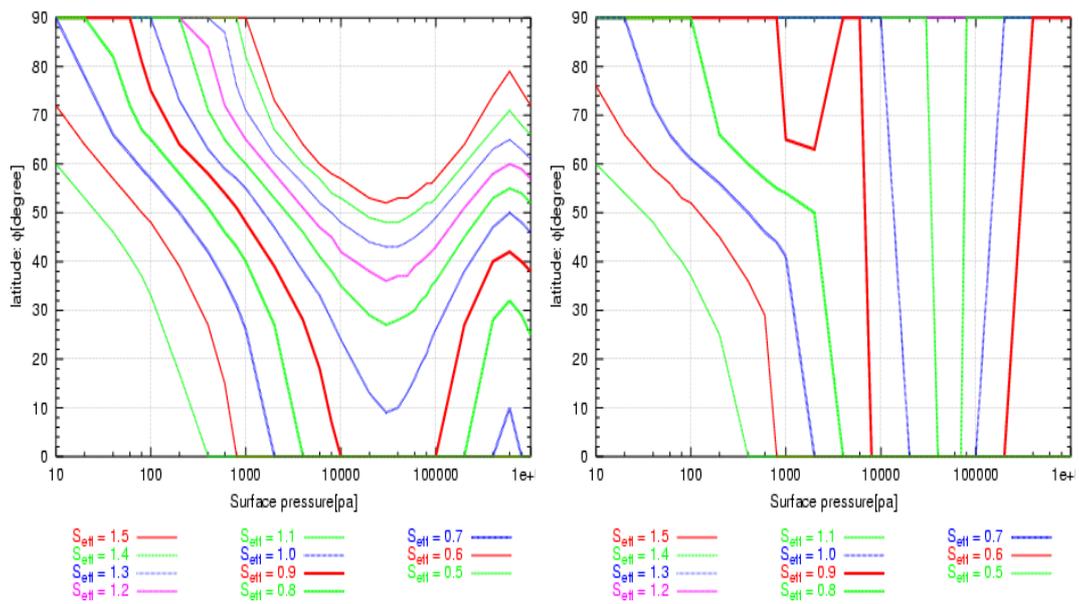


図 8: 本研究で計算された大気圧と太陽定数の変化に対する氷線緯度. 左: 水平熱輸送がない場合. 右: 水平熱輸送がある場合.

## 2 太陽放射フラックス

図9は自転軸の傾き  $\theta$  を  $0^\circ - 50^\circ$  の間で変化させたときに、火星の各緯度に入射する太陽放射フラックスの大きさを示したものである。それぞれの傾きで太陽定数の現在値との比を  $S_{\text{eff}} = 0.5 - 1.5$  の範囲で変化させて計算した。小さな太陽定数は火星の過去の環境、大きな太陽定数は火星の将来野環境を考えることに対応する。自転軸の傾きが小さいときは赤道域で強い太陽放射を浴び、極域で受け取る太陽放射は少ない。 $\theta = 0^\circ$  のときには緯度  $90$  度では太陽放射は全く受け取らない。一方、自転軸の傾きが大きい場合には受け取る太陽放射の緯度変化は小さくなり  $\theta = 50^\circ$  ではどの緯度でも受け取る太陽放射量はほとんど同じになる。

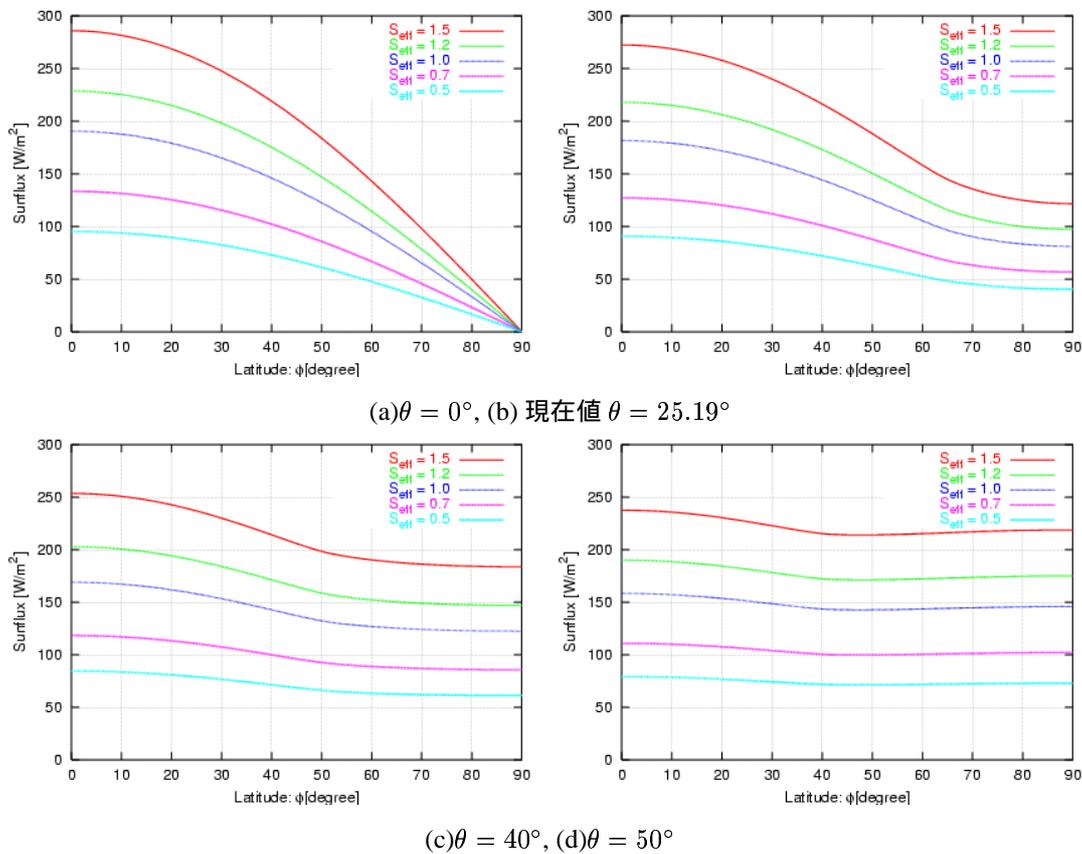


図9: 赤道傾斜角を変化させたときの太陽放射フラックスの変化

### 3 エネルギーバランス状態

#### 3.1 フラックスバランス

図 10 はエネルギーバランスが成り立っているときの入射, 放射バランスを示したものである. 左列は水平熱輸送が無い場合, 右列は水平熱輸送がある場合である. 各緯度における入射フラックス  $F_{in}$ , 放射フラックス  $F_{out}$  は以下ようになる. 表

表 3: 各領域における入射, 放射フラックス

フラックス	水平熱輸送なし	水平熱輸送あり
レゴリス上		
$F_{in}$	$F_s(\phi, A_r)$	$F_s(\phi, A_r)$
$F_{out}$	$F_s(\phi, A_r)$	$F_s(\phi, A_r) - F_h(\phi)$
極冠上		
$F_{in}$	$F_s(\phi, A_i) + F_L$	$F_s(\phi, A_i) + F_h^{corr} + F_L$
$F_{out}$	$F_p(T_c)$	$F_p(T_c)$

中の各記号は以下の通りである. 氷線緯度より低緯度のレゴリス上では, 水平熱輸

$F_s(\phi, A_r)$	レゴリス上に入射する太陽放射フラックス
$F_s(\phi, A_i)$	極冠上に入射する太陽放射フラックス
$F_h(\phi)$	水平熱輸送フラックス
$F_h^{corr}$	氷線緯度から極冠に流れ込む水平熱輸送フラックス
$F_p(T_c)$	極冠の凝結温度 $T_c$ で決まる惑星放射フラックス
$F_L$	二酸化炭素の凝結の潜熱解放フラックス

送が無い場合,  $F_{in}$  と  $F_{out}$  が完全に一致する. 一方水平熱輸送がある場合は氷線緯度に近い部分で  $F_{out}$  が  $F_{in}$  よりも少なくなっている. この差が  $F_h(\phi)$  である. 極冠上では  $F_{out}$  は凝結温度  $T_c$  によって決まる一定値となる.  $F_{in}$  は水平熱輸送なしの場合は  $F_s(\phi, A_i)$  のみとなるが, 水平熱輸送がある場合, さらに  $F_h^{corr}$  が加わる. どちらの場合も極冠上では凝結が起きているため凝結の潜熱解放フラックス  $F_L$  が  $F_{in}$  と  $F_{out}$  の差の分だけ解放される.

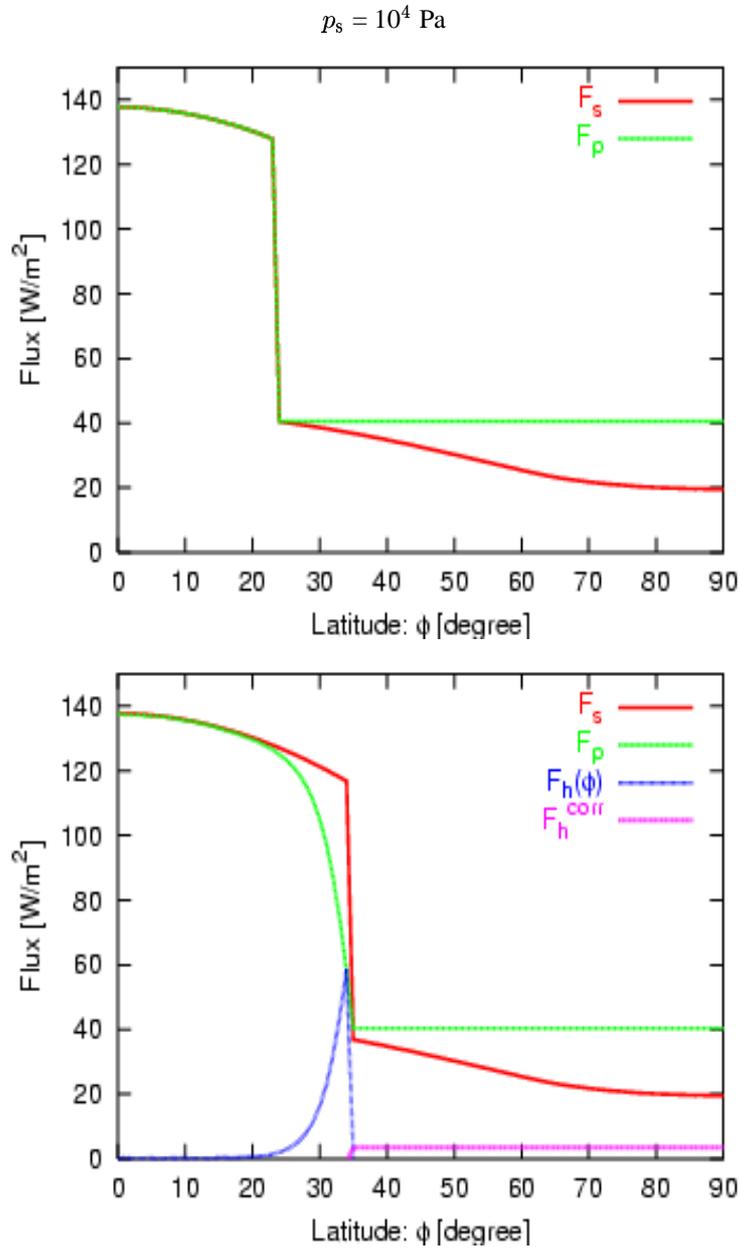


図 10: 各緯度におけるフラックスバランス.  $S_{\text{eff}} = 1$ . 上: 水平熱輸送がない場合, 下: 水平熱輸送がある場合

### 3.2 地表面温度

図 11, 図 12 にエネルギーバランスが成り立っているときの地表面温度分布を示した. 図 11 は圧力を固定し, 太陽定数比を変化させた場合, 図 12 は太陽定数比を固定し圧力を変化させた場合である.

氷線緯度より高緯度では地表面温度は凝結温度に一致し一定となる. 凝結温度は大気圧とつりあうような蒸気圧で決まっているので, 大気圧が等しければ地表面温度も等しい. 図 12 に示したように大気圧が増加すると凝結温度もそれにもなっ  
て増加し, 氷線緯度にも影響を与える.

水平熱輸送が無い場合 (図上段) では, レゴリス上と極冠上に入射する太陽放射フラックスの違いにより, 氷線緯度で温度の不連続がある. 水平熱輸送をいれ  
ると (図下段) 温度勾配はなだらかになり氷線緯度が高緯度に移動している.

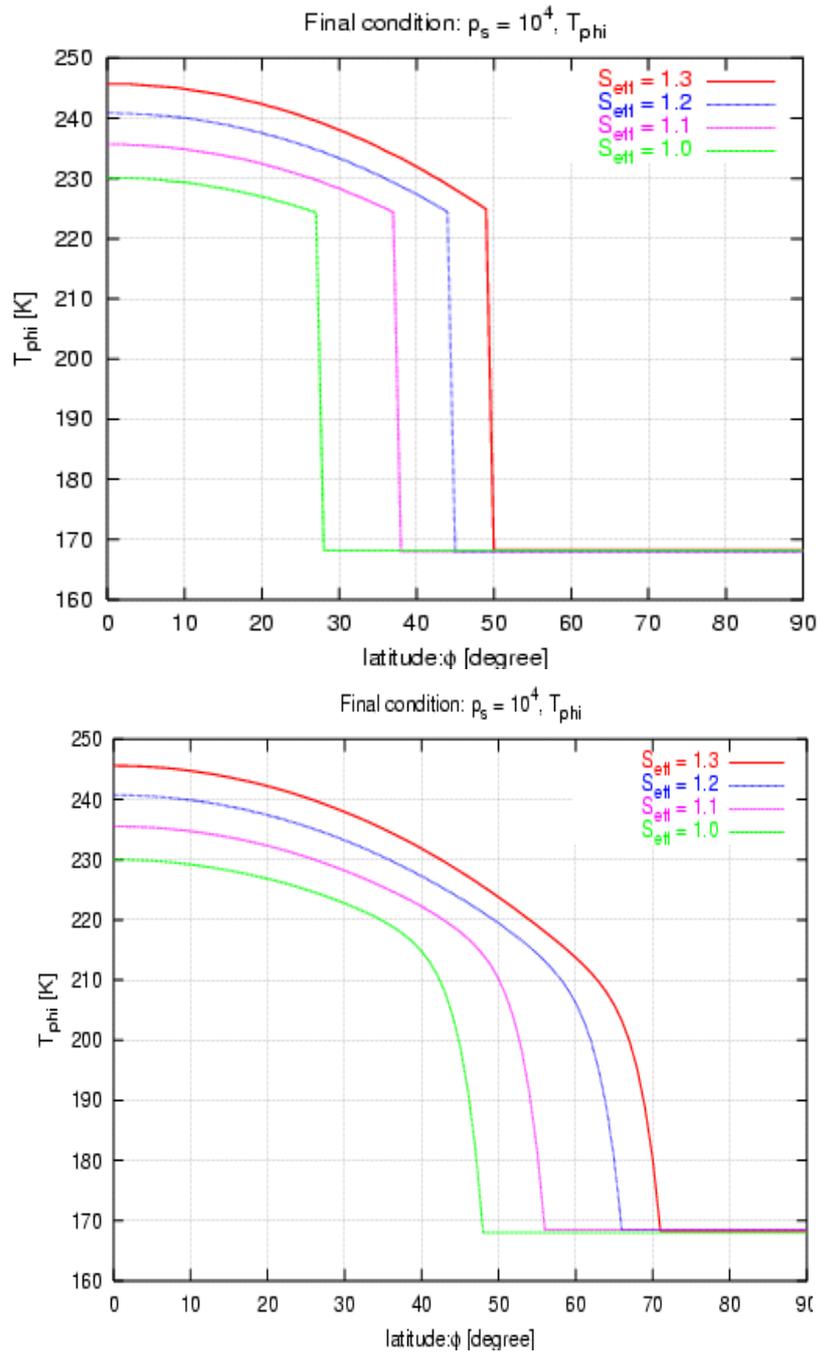


図 11: 太陽定数比を変化させたときの地表面温度の変化. 大気圧は  $10^4$  Pa. 上: 水平熱輸送がない場合, 下: 水平熱輸送がある場合

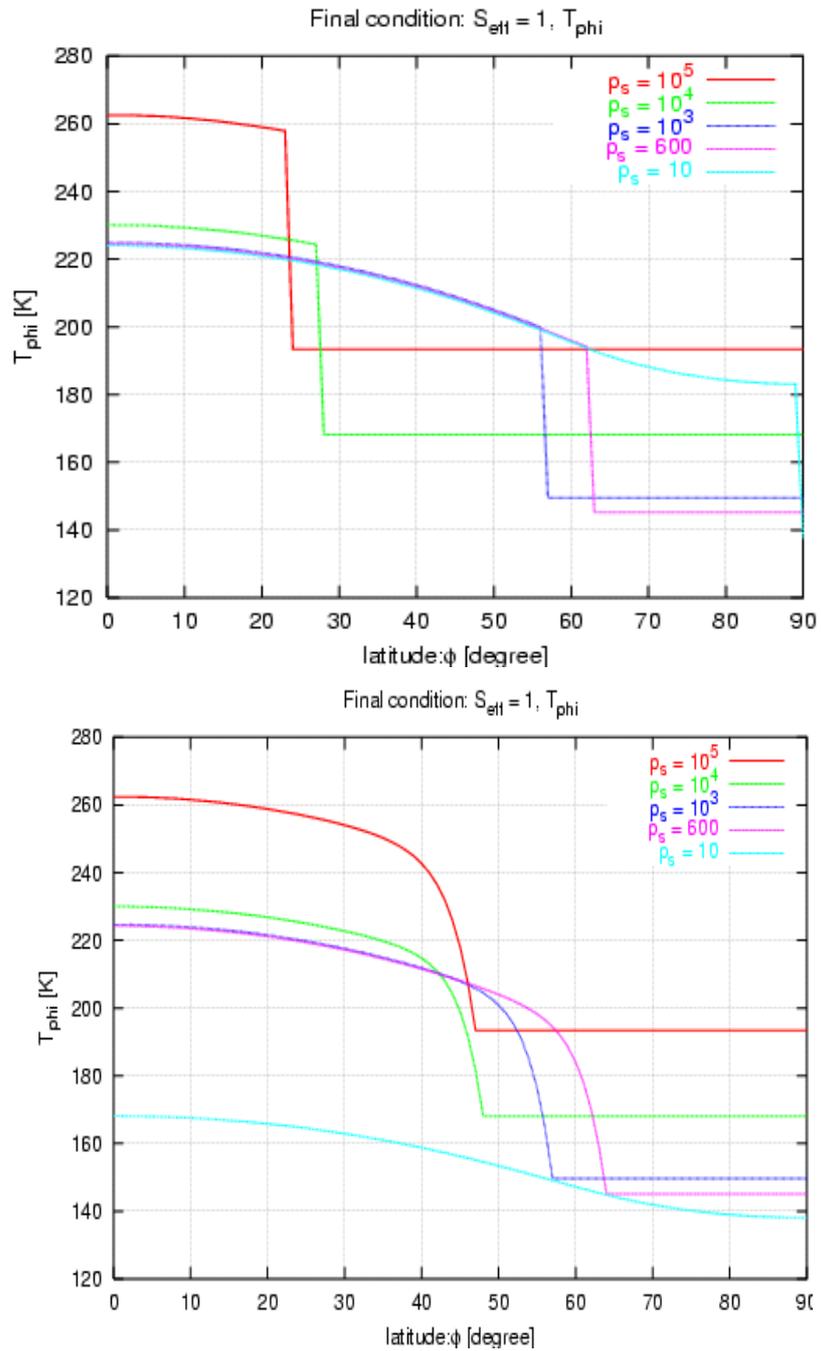


図 12: 大気圧を変化させたときの地表面温度の変化. 太陽定数比は 1. 上: 水平熱輸送がない場合, 下: 水平熱輸送がある場合

## 4 氷線緯度

### 4.1 氷線緯度の収束に関する考察

前述のように極冠が形成されている領域では惑星放射  $F_p(T_c)$  は一定なので、エネルギーバランスは  $F_s(\phi, A_i), F_h(\phi_c)$  の増加, 減少の割合に依存して決まる。太陽放射フラックス  $F_s(\phi, A_i)$  は高緯度に行くにしたがって減少する。一方水平熱輸送フラックス  $F_h(\phi_c)$  は極冠の円周に比例し、極冠の面積に反比例する。そのため、仮に極冠に入ってくる単位面積当たりのエネルギーが一定だとすれば、 $F_h(\phi_c)$  は

$$\begin{aligned} \frac{\text{極冠円周}}{\text{極冠面積}} &= \frac{2\pi r \cos\phi_c}{\int_{\phi_c}^{\frac{\pi}{2}} 2\pi r \cos\phi r d\phi} \\ &= \frac{1(1 + \sin\phi_c)}{r \cos\phi_c} \end{aligned} \quad (15)$$

に比例して変化するため、氷線緯度が高緯度に行くにしたがって増加する。

もしも新しく決まった氷線緯度において、一つ前のステップからの  $F_s(\phi, A_i)$  が減少する割合が、 $F_h(\phi_c)$  が増加する割合にまさっていたとしたら、その場所ではこのタイムステップで  $F_L \geq 0$  満たすことができ、氷が存在することが出来る。逆の場合氷は昇華してしまい、極冠は小さくなる。

氷線緯度における温度差が一定だとして  $F_h(\phi_c)$  を計算してみると図 13 のような変化をする。図 13 では 3 種類の地表面圧力についてグラフが書いてある。注目点は  $F_h, F_s$  の傾きである。 $p = 10^6$  Pa では常に  $F_h$  の勾配が大きくなっており、高緯度に行けば行くほど極冠は存在できにくくなるため、極冠は暴走的になくなる。一方  $p = 10^3$  Pa では緯度 70 度くらいまでは  $F_h$  の勾配はほとんど無く  $F_s$  の減少する勾配が大きいため、氷線緯度を高緯度にずらしたときにエネルギーがバランスする場所が存在し得る。

太陽放射は中緯度で大きな傾きを持ち、高緯度域、低緯度域では変化が少ない。一方、極冠の面積は高緯度域に行くにしたがって急激に増加するため熱輸送によるフラックス  $F_h$  は高緯度域では非常に大きくなる。この傾向から、極冠存在域は氷線があまり高緯度になると、ポジティブフィードバックにより暴走的に消失してしまうことがわかる。

### 4.2 水平熱輸送がない場合

図 14 に水平方向に熱の輸送が無い場合の氷線緯度を示した。大気圧が 10 Pa から  $3 \times 10^4$  Pa くらいまでは圧力の増加に従って氷線緯度が低緯度に移動している。これは二酸化炭素の凝結温度が圧力に比例して高くなるために、低緯度の暖かい地

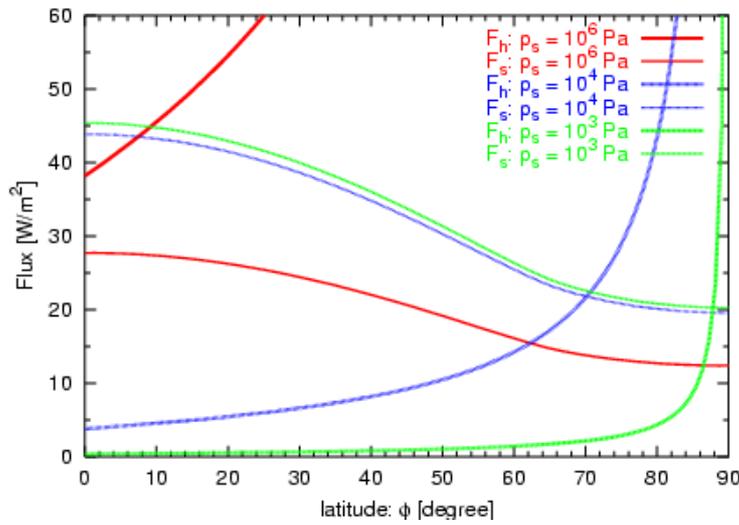


図 13: 2つのフラックスの増加, 減少の関係

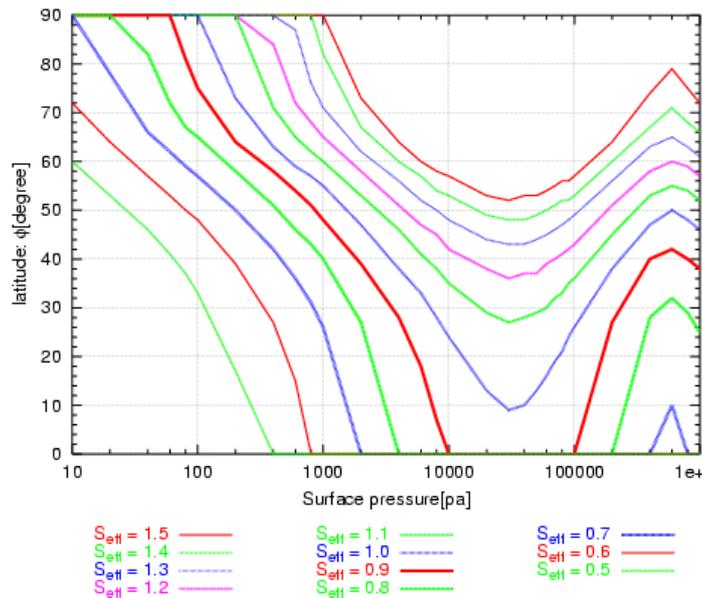


図 14: 赤道傾斜角が現在値  $\theta = 25.19^\circ$  のとき

域でも二酸化炭素が凝結できるようになるためである. 逆に  $3 \times 10^4$  Pa から  $6 \times 10^5$  Pa までは, 圧力の増加と共に氷線緯度が高緯度に移動している. これは大気の温室効果の影響である. 大気の光学的深さがおよそ 1 より大きくなると大気の温室効果の影響が現れはじめる. これは大気圧に換算しておよそ  $4 \times 10^4$  Pa に相当する. この圧力より高圧域では大気の温室効果により地表面温度は大気圧に比例して高くなり, 氷線緯度を高緯度に移動させる. この効果が凝結温度の上昇による氷線緯度

の低緯度化に勝るために氷線緯度が高緯度域に移動する。

$6 \times 10^5$  Pa よりも高緯度域では, 大気圧の上昇と共に再び氷線緯度が低緯度移動している。これは二酸化炭素の蒸気圧曲線の勾配に原因がある。前述の通り, 二酸化炭素の蒸気圧曲線は三重点よりも低圧域と高圧域で異なる式を使って求めた。 $6 \times 10^5$  Pa より高圧域では二酸化炭素は液相 (海) として存在し, 蒸気圧曲線は傾きが緩やかに (圧力上昇に対する凝結温度の上昇率が大きく) なる (図 15)。そのため氷線緯度は低緯度域へ移動するようになる。図 16 は全圧力範囲で同じ蒸気圧曲線 (固 - 気相) を使って計算した場合の結果である。 $6 \times 10^5$  Pa を越えても氷線緯度は大気圧の上昇と共に高緯度へ移動する。これは特に太陽定数が高いときに顕著である。

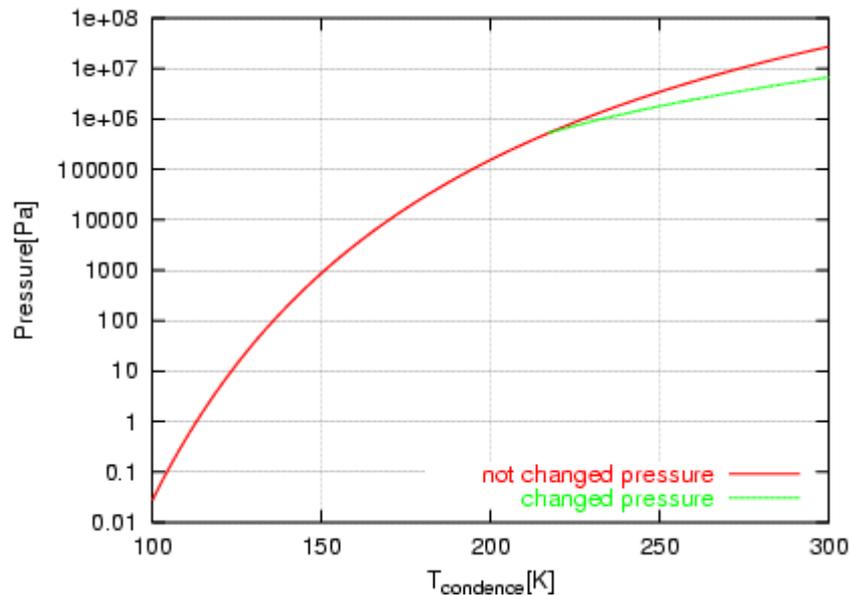


図 15: 蒸気圧曲線を圧力によって変化させた場合とさせない場合の比較。赤が一つの式を使ったとき, 緑は変化させたときを表す。

赤道傾斜角を変化させた場合の氷線緯度の変化を図 17 に示した。 $\theta = 0^\circ$  ではどの圧力においても極冠が出来ているが, 傾きが大きくなると全球凍結, または極冠が形成されない, というどちらかの状態に分かれる傾向にある。それぞれの自転軸の傾きでの地表面温度 (図 18) を比較してみると  $\theta = 0^\circ$  では南北方向に大きな温度差があるが  $\theta = 50^\circ$  ではほとんど温度差は無い。そのため, その温度が凝結温度より小さくなるような圧力では全球が凍結し, 大きくなるときは極冠ができない。

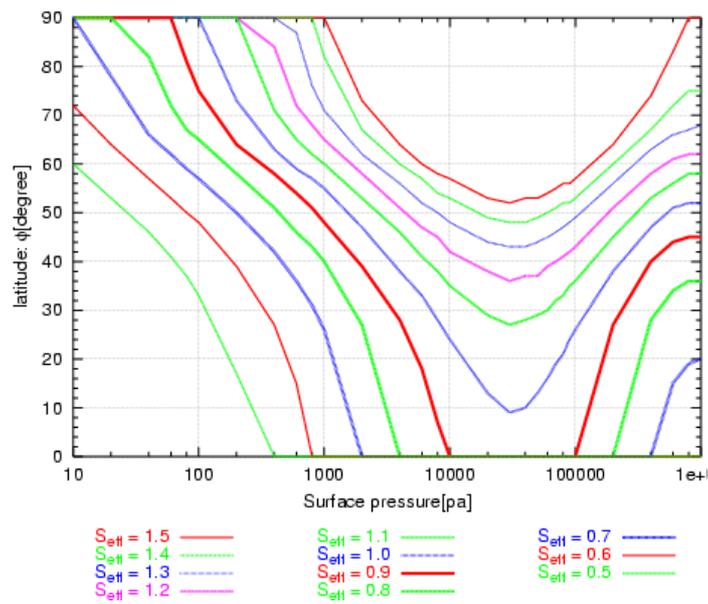


図 16: 蒸気圧曲線を求める式を変化させなかった場合の氷線緯度. 赤道傾斜角が現在値  $\theta = 25.19^\circ$  のとき

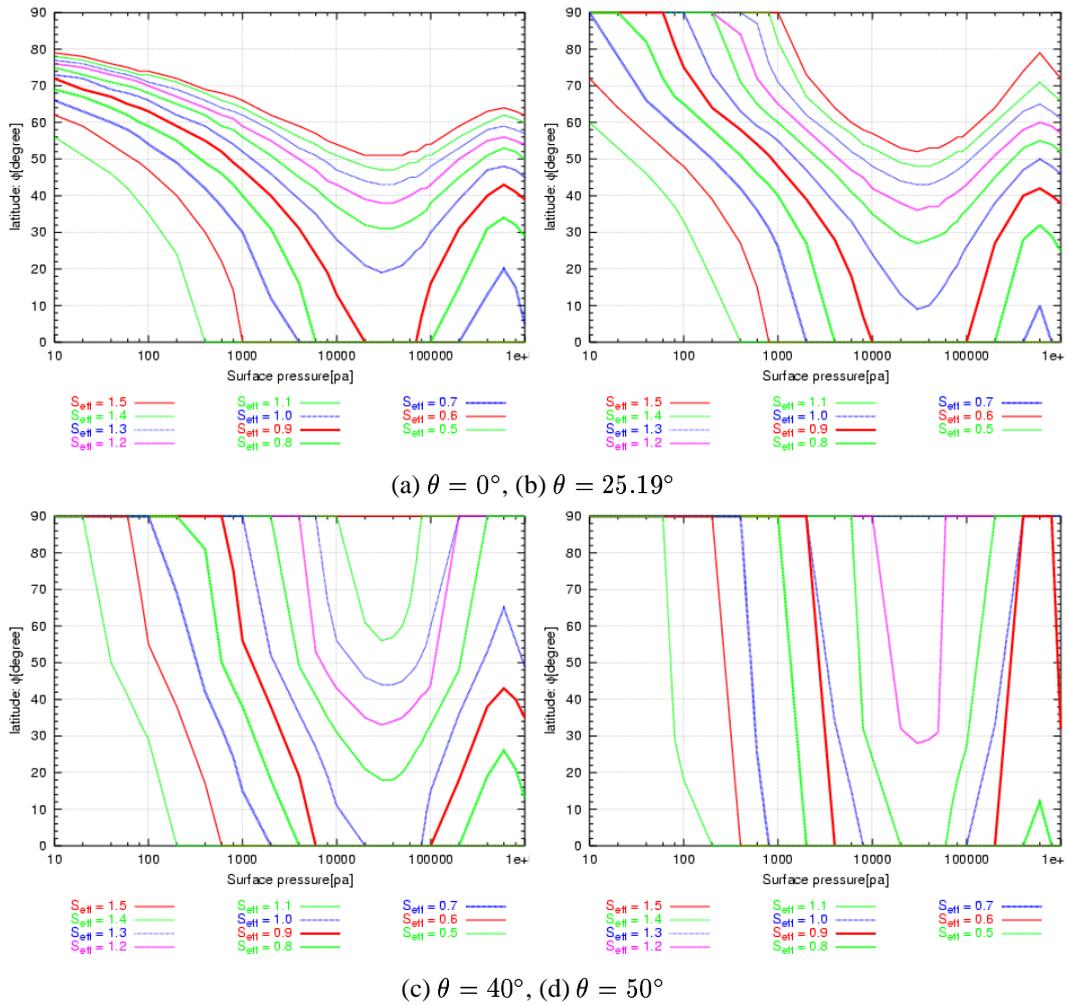


図 17: 赤道傾斜角を変化させたとき

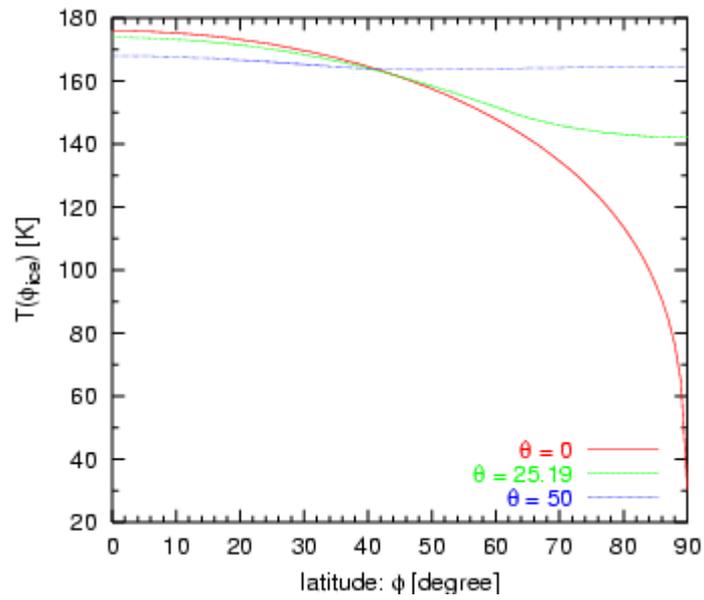


図 18:  $\theta$  を変化させたときの地表面温度の変化.  $S_{\text{eff}} = 1, p = 10^4$ .

### 4.3 水平熱輸送がある場合

水平熱輸送効果をいれると、南北の温度差が少なくなる。そのため水平熱輸送効果がない場合に比べ、「全球凍結」か「無極冠」という極端な解に偏りがちになり、レゴリスと極冠が混在する部分極冠ができにくい。図 19 は赤道傾斜角  $\theta = 25.19^\circ$  (現在値) で、水平熱輸送を考慮したときの氷線緯度分布である。(a) は熱伝導係数に大気圧依存性がない場合、(b) は依存性がある場合である。(a) は、熱伝導はないが赤道傾斜角を考慮した結果である図 17(c) と類似した氷線緯度分布になっている。

熱伝導係数の大気圧依存性がある場合、熱伝導係数  $D(p)$  は大気圧に比例して変化する。現在の大気圧 610 Pa より高圧の場合では熱伝導係数は  $D_0$  より大きくなるため南北の温度差は小さくなり、低圧では熱伝導係数が  $D_0$  より小さくなるため温度差が大きくなる。そのため大気圧が 1000 Pa よりも高圧領域では部分極冠が存在しない。このときの地表面温度の緯度分布を図 20 に示した。熱輸送の効果がわかりやすいように熱伝導係数は  $\alpha = 10$  として計算した。地表面圧力  $10^4$  Pa (緑線) では十分に熱輸送がおきて、どの緯度でも地表面温度がほぼ等温になっている。10 Pa (青線) ではほとんど熱輸送がないため、600 Pa (赤線) よりも南北の温度差が小さい。

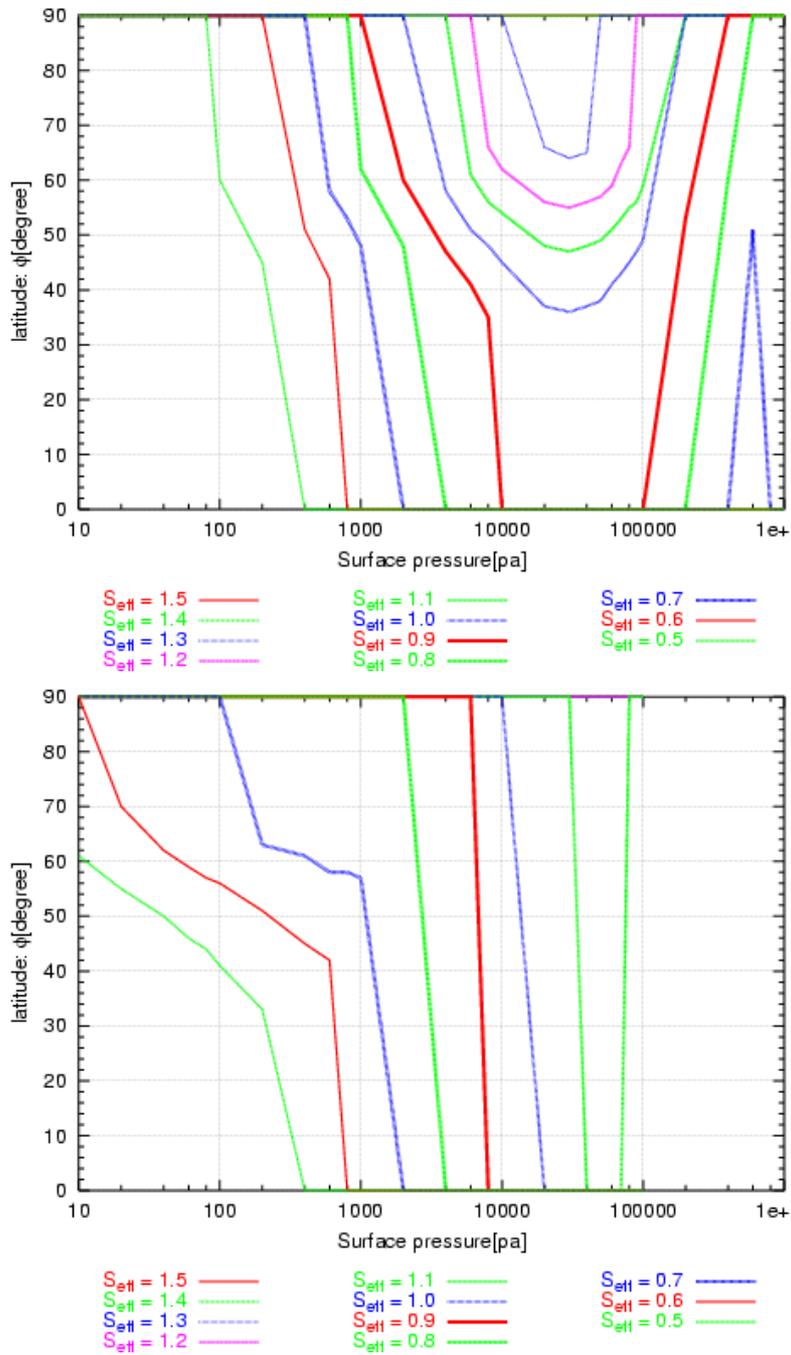


図 19: 赤道傾斜角が現在値  $\theta = 25.19^\circ$  のとき. 上: (a) 熱伝導係数の圧力依存性あり, 下: (b) 熱伝導係数の圧力依存性なし.

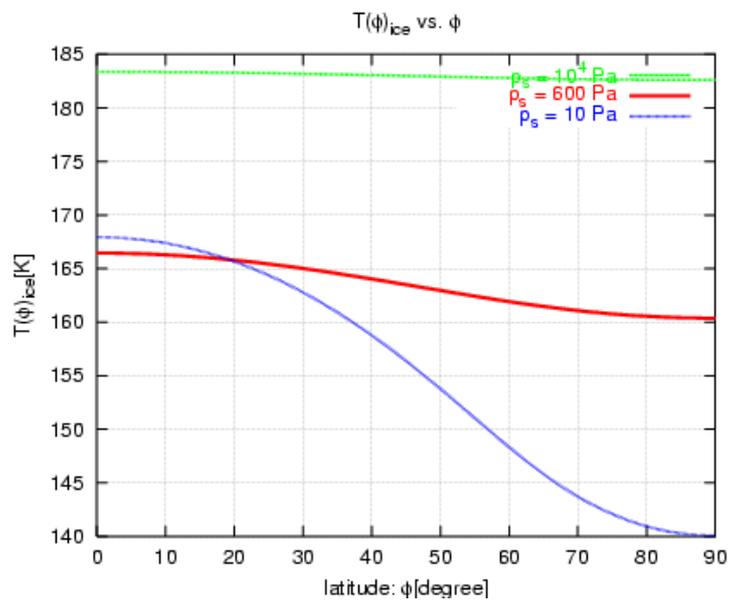


図 20: 熱伝導係数の圧力依存性の効果.  $S_{eff} = 1$ ,  $\theta = 25.19^\circ$ ,  $\alpha = 10$

### 1. 赤道傾斜角を変化させた場合

水平熱輸送がある場合、氷線緯度分布が赤道傾斜角の変化に伴いどのように変化するかを調べた結果が図 21 である。熱伝導係数が圧力に依存しない場合、依存する場合をそれぞれ図の左列、右列に示す。

熱伝導係数が圧力に依存しない場合は、水平熱伝導がないときと同様、赤道傾斜角が小さいときには広い圧力範囲で部分極冠が形成される。赤道傾斜角が大きくなると共に、全球凍結か極冠無しという解に偏る。赤道傾斜角  $\theta = 40^\circ$  では部分極冠はほぼ形成されていない。

一方、熱伝導係数が圧力に依存するときは、圧力依存性が無いときとは全く異なる環境になる。赤道傾斜角  $\theta = 0^\circ$  では、低圧域で部分極冠が存在し、 $p = 100 - 10^4$  Pa の圧力範囲で氷線緯度が高緯度に移動する傾向がある。これはこの圧力範囲では二酸化炭素の凝結温度の上昇による氷線緯度の低緯度化よりも、熱伝導係数の増加によって高緯度域の地表面温度が高くなる効果が強いと考えられる。さらに高圧域では、 $S_{\text{eff}} = 0.9$  より太陽放射が強いとき、氷線緯度が大気圧の増加と共に一気に緯度 0 度に移動し全球凍結する。これは高圧域では、熱輸送が十分に起こるために温度勾配がなだらかになり、高温だった低緯度域も温度が低くなるためである。結果として図 22 のようにどの緯度でも地表面温度が二酸化炭素の凝結温度を越えなくなると考えられる。図 22 はエネルギーバランスが成り立っているときの、様々な地表面圧力下における地表面温度の緯度分布である。 $p = 600 - 10^4$  Pa では大気圧が高くなるにしたがって二酸化炭素の凝結温度は高くなっているが、氷線緯度も高緯度に移動している。 $p = 10^4$  Pa では氷線緯度が 90 度まで移動し極冠は存在していない。 $p = 3 \times 10^4, 4 \times 10^4$  Pa では全体に温度勾配がなだらかで凝結温度を越える部分は無い。

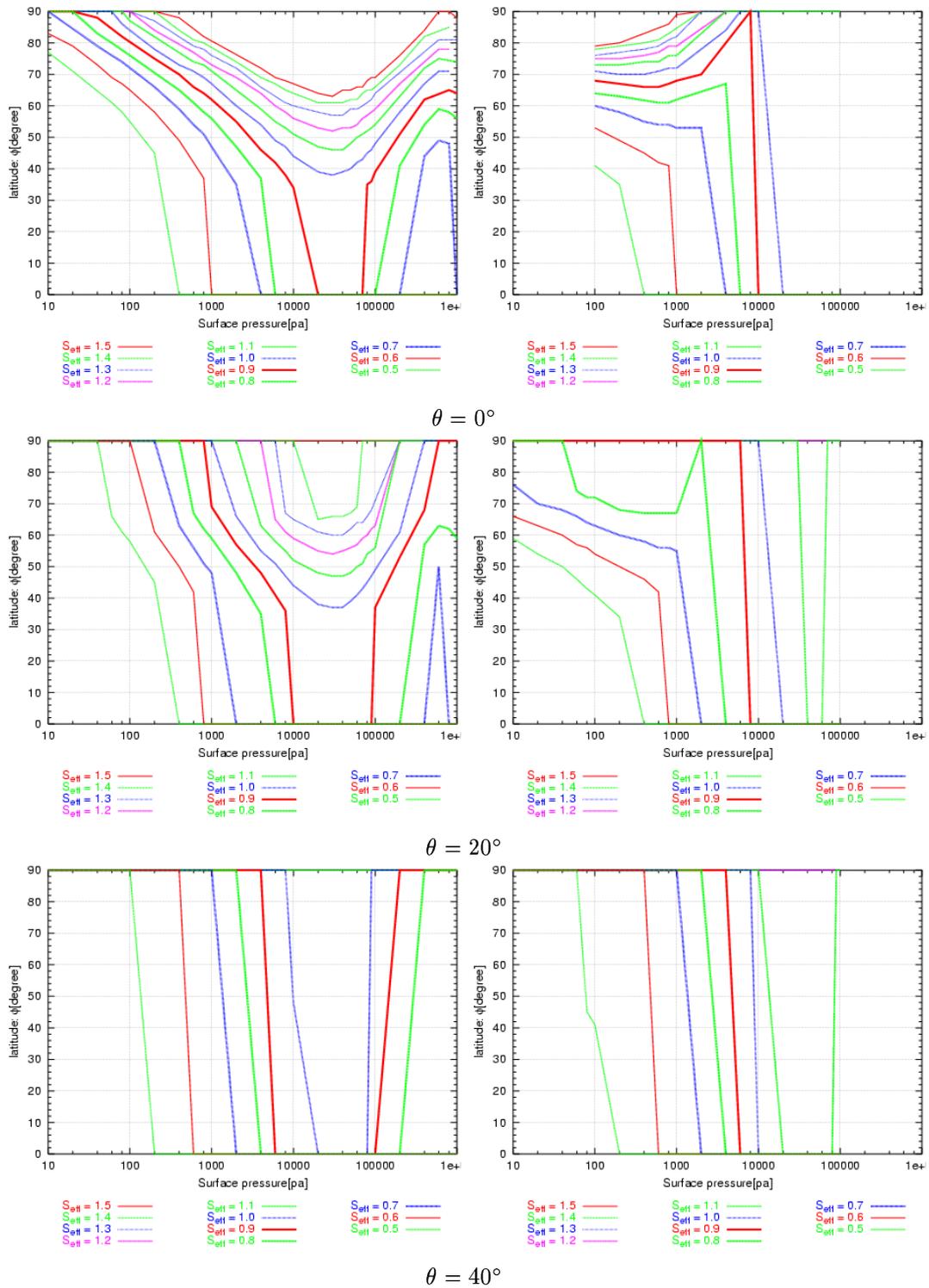


図 21: 赤道傾斜角を変化させた場合. 左: 熱伝導係数の圧力依存性なし, 右: 熱伝導係数の圧力依存性あり

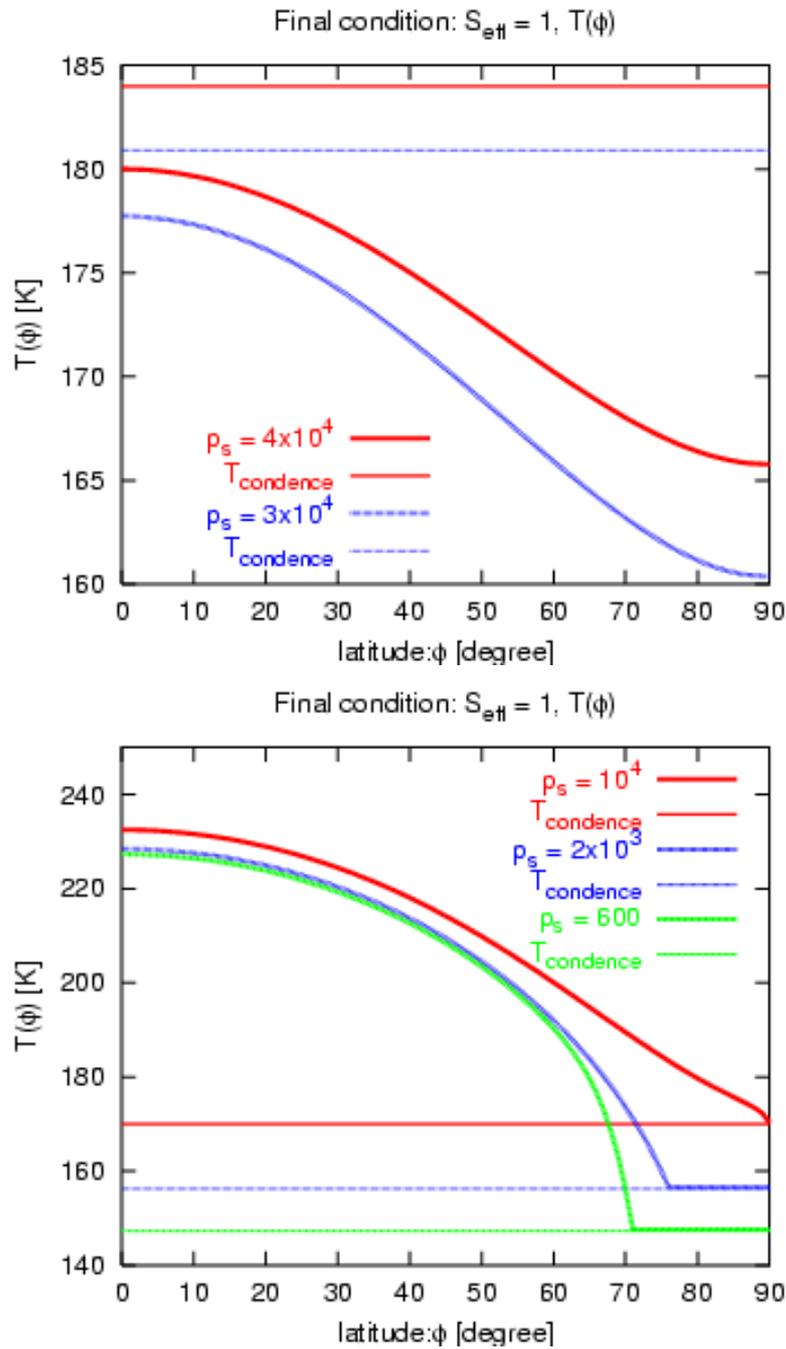


図 22: エネルギーがバランスしているときの様々な圧力下における地表面温度. 熱伝導係数の圧力依存性あり.  $S_{\text{eff}} = 1, \theta = 0^\circ, \alpha = 1$ . 左: 圧力が高い場合, 右: 圧力が低い場合

## 2. 熱伝導係数を変化させた場合

熱伝導係数の変化にともない、モデルがどのように応答するのかを調べた。図 23 は熱伝導係数が圧力に依存しないが  $\alpha$  を変化させた場合、図 24 は熱伝導係数が圧力に依存し、さらに  $\alpha$  を変化させた場合の結果である。

$\theta = 40^\circ$  は  $\alpha = 1$  では部分極冠が形成されなかった。図 23 では、 $\theta = 40^\circ$  で、熱伝導係数を  $\alpha = 0.1$  から 1 まで変化させたときの氷線緯度分布の変化を調べた。図を見ると熱伝導係数が小さくなるにしたがって太陽定数が部分極冠ができやすくなっているのがわかる。これは熱伝導係数のファクターが変化するだけで高緯度域と低緯度域の地表面温度差に大きな変化が現われ、極冠の形成される緯度を大きく変化させることを示唆している。

図 24 は  $\alpha = 0.1$  の時に  $\theta$  が変わると度のような応答があるかを調べた結果である。熱伝導係数が 0.1 倍になるとどのような赤道傾斜角の場合においても、極冠の形成緯度の圧力分布は大きく変化することがわかった。現在よりも地軸が大きく傾いていたと言われている過去の火星の気候を見積もろうとした場合にも、大きな影響を与える。

● 熱伝導係数の圧力依存性なし

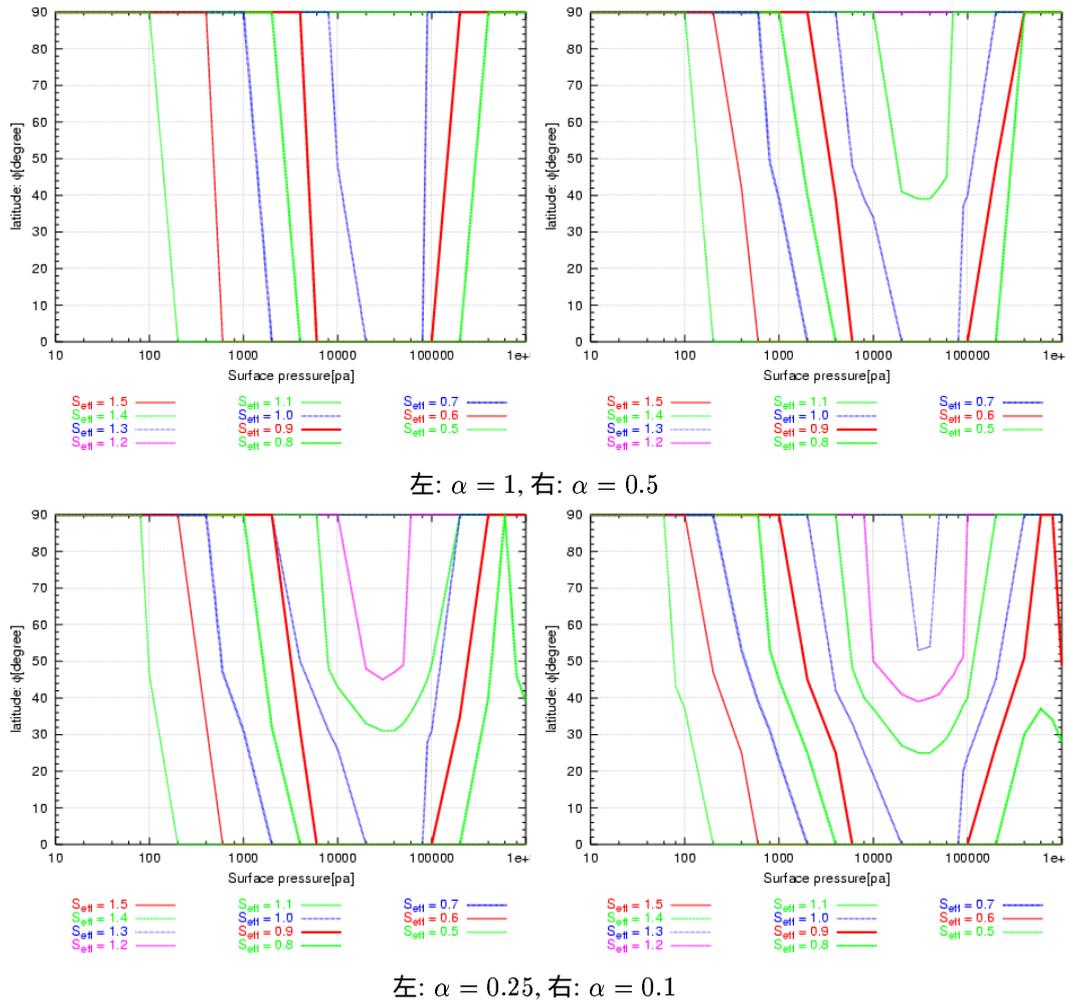


図 23: 熱伝導係数を変化させた場合 (1): 熱伝導係数の圧力変化なし. 赤道傾斜角  $\theta = 40^\circ$ .

● 熱伝導係数の圧力変化あり

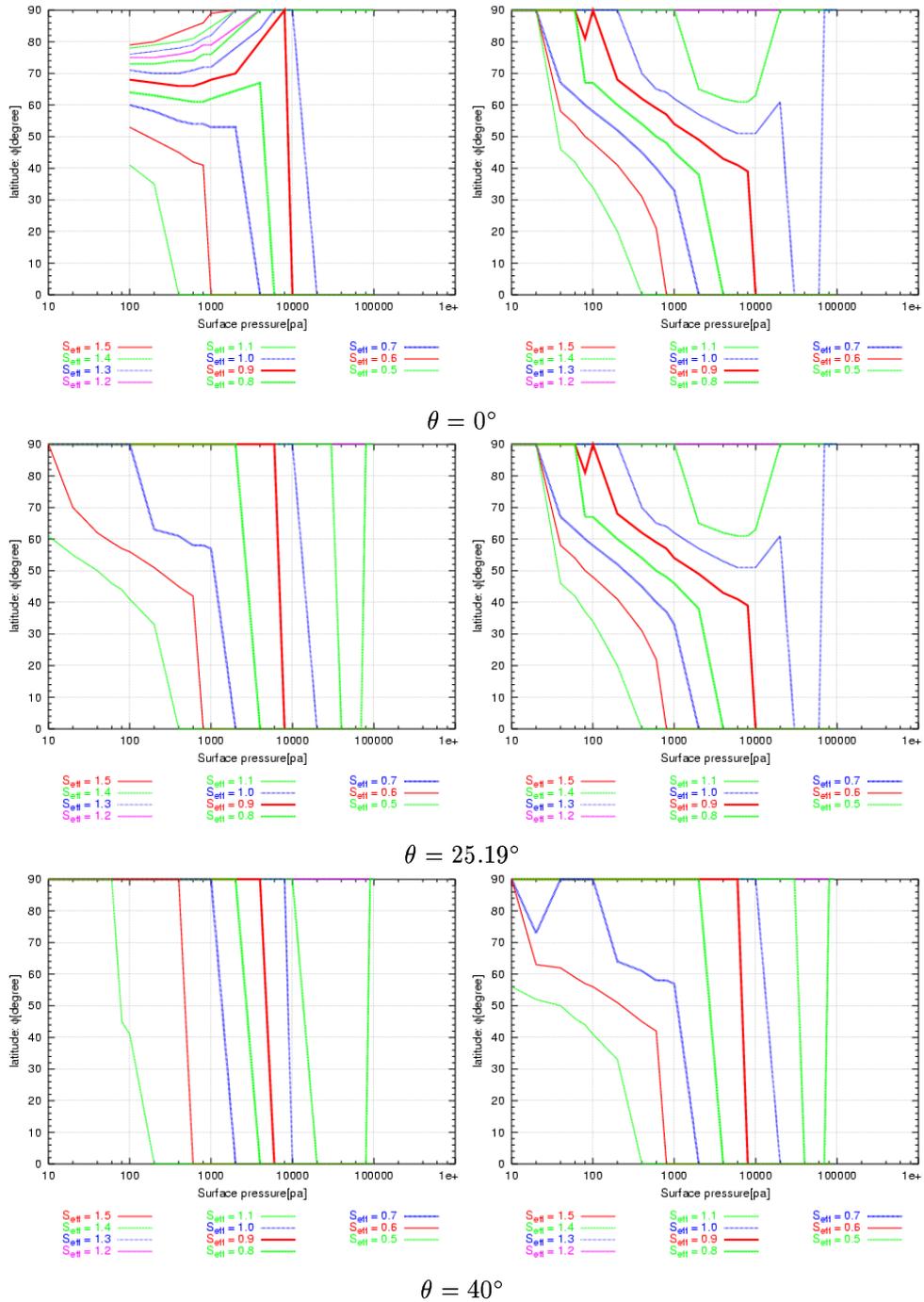


図 24: 熱伝導係数を変化させた場合 (2): 熱伝導係数の圧力変化あり. 左: 熱伝導係数  $\alpha = 1$ , 右: 熱伝導係数  $\alpha = 0.1$

3.  $\delta T$  を変化させた場合

水平熱輸送量はここまで議論してきた熱伝導係数  $D$  のほかに、地表面温度の緯度変化によって決まる。本研究では水平熱輸送フラックスは

$$F_h(\phi) = \frac{1}{\cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \left( D \cos \phi \frac{\partial T_a}{\partial \phi} \right)$$

$$D = \alpha D_0 \frac{p}{p_0}$$

のように求めている。特に極冠の端から極冠に流れ込む全エネルギー  $E_h(\phi_c)$  は (13) のように、以下で表される。

$$E_h(\phi_c) = -2\pi r^2 \cos \phi_c D \frac{\partial T_a(\phi_c)}{\partial \phi} \quad (16)$$

これを極冠面積で割ったものが極冠に分配される水平熱輸送フラックスである。(13) からわかるように、 $E_h(\phi_c)$  は氷線緯度での温度差

$$\delta T = T_a(\phi_c) - T_a(\phi_c - 1)$$

に比例する。つまりこの温度差  $\delta T$  が極冠に流れ込む水平放射フラックスを決める。本研究では大気下端と地表面では熱の輸送が十分に行なわれていると仮定し大気下端温度  $T_a$  は地表面温度  $T_s$  と等しいとしている。この場合、図 25 の様に非常に大きな温度差を持つ。

しかし現実には、地表面 - 大気間で熱は十分に輸送されていないため  $T_a$  は  $T_s$  と異なり、Yokohata and Kuramoto (2001) で計算されたように氷線緯度周辺で緩やかにカーブするような分布を持つ (図 26)。つまり  $T_s = T_a$  のように仮定すると、水平熱輸送フラックスを大きく見積もりすぎてしまうため、より現実の分布に近付けるために  $\delta T$  を半分にして計算した。図 27 がその結果である。熱伝導係数は圧力に依存するとして、左列に温度差を  $\delta T$  のままのとき、右列に  $\delta T/2$  としたときの結果を示した。

氷線緯度における温度差を半分にして計算すると、赤道傾斜角の違いによる氷線緯度分布の変化が小さくなる。 $\delta T$  を半分にするということは結果的に水平熱輸送量を極冠の端でだけ半分にしてしているのと同じことである。そのため図 24 右列と比較すると分布が比較的似ているということがわかる。

これまでの考察の結果、より現実に近い次元のエネルギーバランスモデルを構築するためには、水平熱輸送量をきちんと見積もることが重要であるということがわかった。そのためには本研究の枠組のなかでは、熱伝導係数の見積もり、氷線緯度における温度勾配の検討が必要である。それらを工夫をすることで次元のエネルギーバランスモデルを少しでも現実的な環境に近付けることが出来る。しかし、より現実的なモデルを構築する場合、 $T_s$  と  $T_a$  を別々に考え、大気と地表面でそれぞれエネルギーバランスを解くような次元のモデルを構築することが必要である。

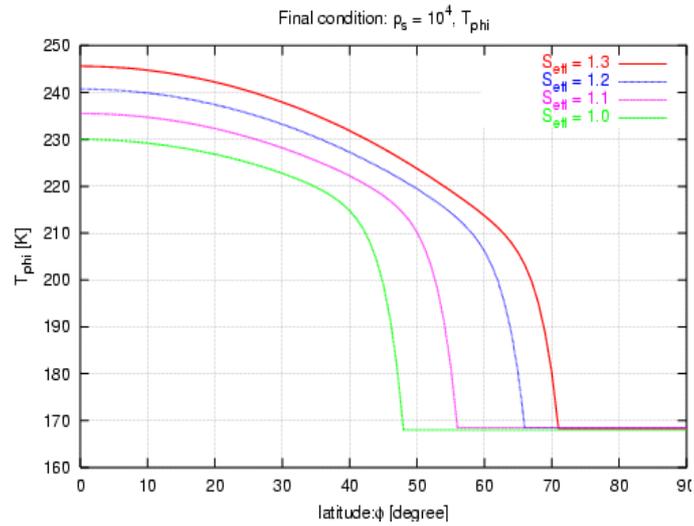


図 25: エネルギーがバランスしているときの地表面温度.  $p = 10^4$  Pa

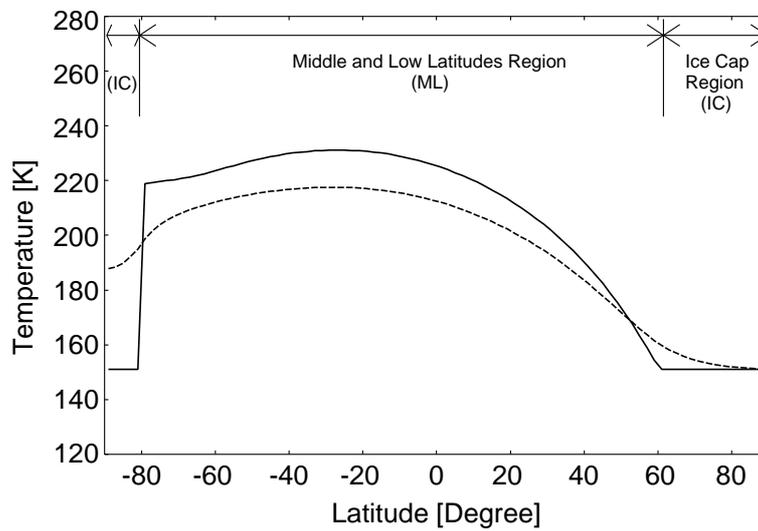


図 26: エネルギーがバランスしているときの地表面温度  $T_s$  と大気下端温度  $T_a$ . [Yokohata and Kuramoto,2001]

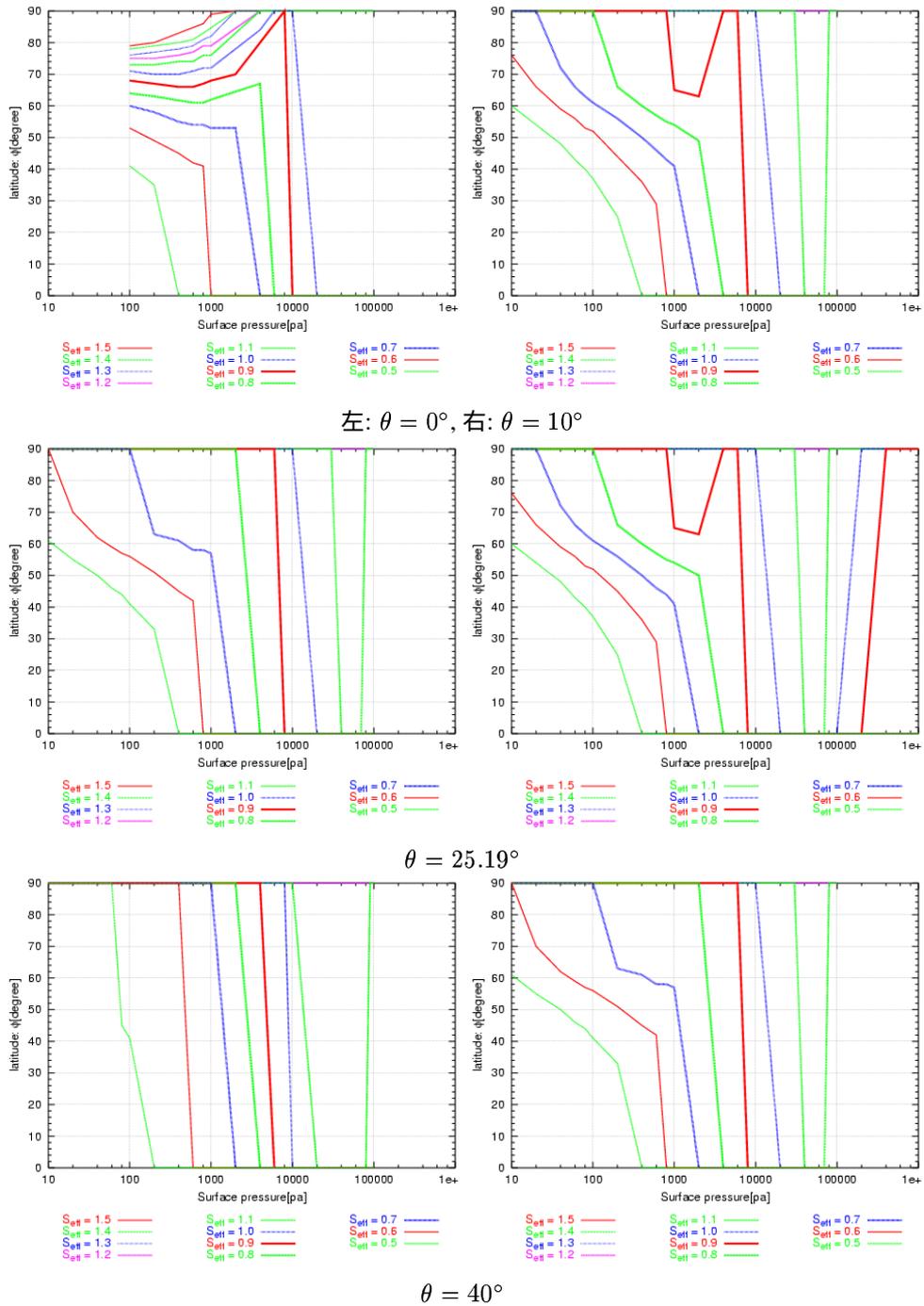


図 27:  $\delta T$  を変化させる (2). 左: 温度差  $\delta T$ , 右: 温度差  $\frac{1}{2}\delta T$

## 5 二酸化炭素の凝結速度

潜熱解放フラックス  $F_L$  がわかると、二酸化炭素の凝結速度を計算することができる。凝結速度を  $c$  とすると

$$c = \frac{F_L}{\rho L}$$

と表すことができる。  $L$  は二酸化炭素の昇華の潜熱である。凝結速度は潜熱解放フラックスに比例して決まるので、その速度は入射フラックス  $F_{in}$  と放射フラックス  $F_{out}$  の差に依存している。

同じ太陽定数比の場合、圧力が大きくなると凝結温度が高くなるため、図 28 のように氷線緯度が低緯度に移動するに従って、凝結速度は大きくなる。

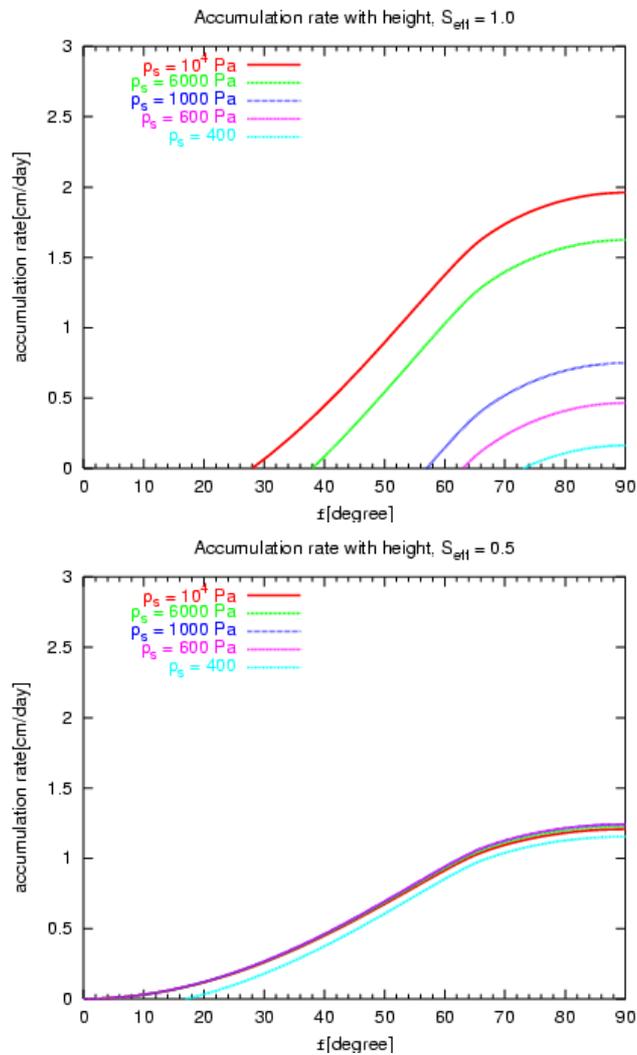
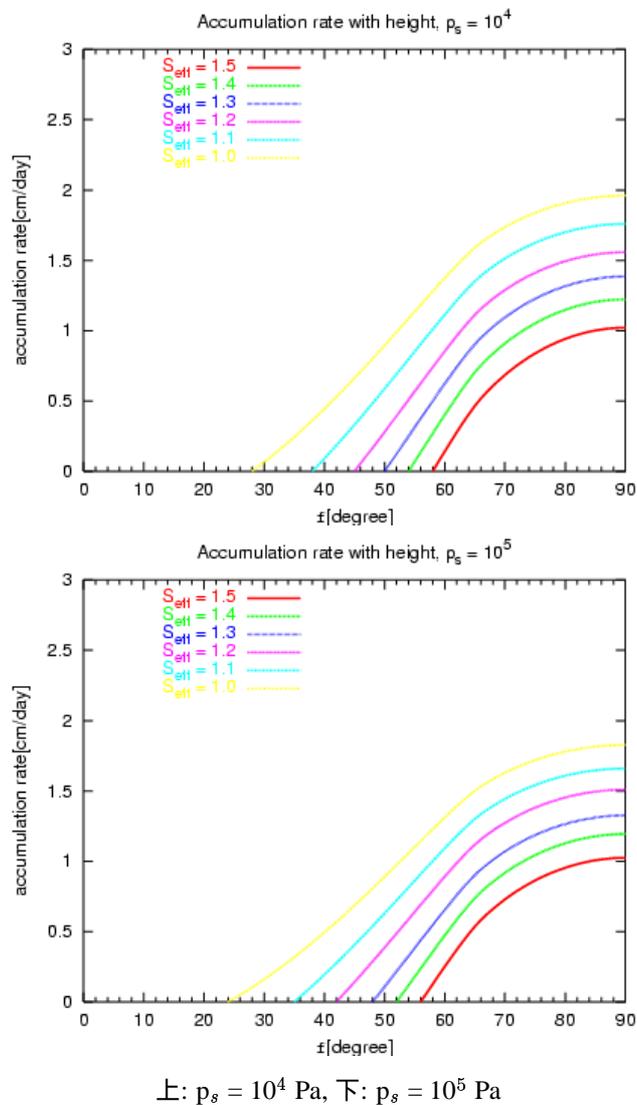


図 28: ある太陽定数比で、大気圧を変化させたときの凝結速度。上:  $S_{eff}=1.0$ , 下:  $S_{eff}=0.7$

また、同じ大気圧に対して太陽定数比を変化させた場合の結果が図29である。同じ圧力に対しては太陽定数比が大きい方が入射フラックスが大きくなるので凝結速度は小さくなる。



上:  $p_s = 10^4$  Pa, 下:  $p_s = 10^5$  Pa

図 29: 太陽定数を変化させたとき

## IV 結論

### 1 一次元エネルギーバランスモデルの構築

本研究では、極冠上での二酸化炭素の凝結過程を考慮し一次元エネルギーバランスモデルを新たに構築した。

極冠上では地表面温度  $T_a$  は凝結温度  $T_c(p)$  に一致するとして、エネルギーバランスを解く。温度の緯度分布は Nakamura and Tajika (2001) では図 7 のように考えられているが、本研究では図 7 のようになる。

二酸化炭素の凝結する極冠上で  $T_a$  と  $T_c(p)$  を一致させることにより、温度勾配が氷線緯度で不連続になる。このため氷線緯度で、水平熱輸送のエネルギーが一点に集まると言う矛盾が生じる。Nakamura and Tajika (2001) では上記の問題が考慮されておらず、彼らの極冠サイズを求めた計算結果には物理的な矛盾が含まれている。

本研究では、水平熱輸送によって極冠に流れ込む総エネルギー  $E_h(\phi_c)$  を極冠上に均等に分配することでこの問題を解決した。この分配された熱エネルギーを補正フラックス  $F_h^{\text{corr}}$  とする。極冠上の入射フラックス  $F_{\text{in}}$  は新たに

$$F_{\text{in}} = F_s(\phi, A_i) + F_h^{\text{corr}}$$

となる。 $F_s(\phi, A_i)$  は極冠上に入射する太陽放射フラックスである。

極冠上では放射フラックス  $F_{\text{out}}$  と  $F_{\text{in}}$  の差として、潜熱解放フラックス  $F_L$  が決まる。極冠の存在領域は  $F_L \geq 0$  を満たすような領域として決める。

極冠上の各緯度で決まる  $F_L$  から、二酸化炭素の凝結速度を求めることができる。これを用いて極冠の成長限界を議論できる可能性がある。

### 2 一次元エネルギーバランスモデルから得られた気候システムの振舞

モデルの境界条件やパラメータ、具体的には太陽放射強度、赤道傾斜角、大気圧、熱伝導係数を変化させ、応答を調べた。

#### 2.1 氷線緯度と地表面温度

大気圧を増加させると、二酸化炭素の凝結温度が高くなり、氷線緯度は低緯度に移動する。大気圧が  $4 \times 10^4$  Pa より大きな領域で大気の温室効果の影響が現われて地表面温度が上昇するため、氷線緯度は高緯度に移動する。

氷線緯度は地表面温度の勾配に依存して決まる。赤道傾斜角  $\theta$ , 熱伝導係数  $D$  が大きいと, 南北の地表面温度差が小さくなる。このため全球凍結, または極冠なしのどちらかに解がかたよりがちになる。部分極冠はごく限られた圧力範囲, 太陽定数でのみ実現される。水平熱輸送フラックスを導入することも, 同様の効果がある。逆に, 赤道傾斜角, 熱伝導係数が小さいと, 南北地表面温度差が大きくなる。このため広い圧力範囲, 多くの太陽定数比のもとで部分極冠が存在し得る。

Nakamura and Tajika (2001) で示された氷線緯度の高緯度不安定解は, 本研究では存在しない。

## 2.2 水平熱輸送依存性

熱伝導係数  $D$  が大気圧に依存する場合としない場合を調べた。大気圧  $p$  が大気圧の現在値  $p_0$  と比べ,  $p < p_0$  となる範囲では  $D(p)$  は熱伝導係数の現在値  $D_0$  よりも小さくなり, 南北の地表面温度差は保たれる。一方  $p > p_0$  の範囲では  $D(p)$  は  $D_0$  より大きくなるため, 南北の地表面温度差は小さくなる。よって, 熱伝導係数が圧力依存する場合, 氷線緯度は現在値  $p_0 = 600$  Pa より低圧域で低緯度に移動し, 高圧域では極冠が形成されないか, または全球凍結のどちらかの解を得る。どちらの解を得るかは  $T_c(p)$  と  $T_a$  の大小で決まる。

$\alpha$  を変化させることにより熱伝導係数の絶対値に対するモデルの応答を調べた。 $\alpha$  のオーダーが 1 変化するだけで部分極冠を持たない系が部分極冠を持つように変化した。このことは  $\theta$  の値によらない。以上より系は熱伝導係数に敏感であるということがわかった。

水平熱輸送量は氷線緯度での地表面温度差  $\delta T$  によっても決まる。本研究で扱う系では, 氷線緯度で, 現実よりも非常に大きな地表面温度の勾配を持つ。

現実により近い設定として  $\delta T$  を半分にして計算した。氷線緯度は  $\alpha = 0.1$  とした場合と近い結果を得た。

現在は地表面温度  $T_s$  と大気下端温度  $T_a$  が等しいと仮定している。しかし, より現実に近いモデルを構築するためには,  $T_s$  と  $T_a$  を分離し, 地表面, 大気について別々のエネルギーバランスを解く必要がある。

## 参考文献

Gierasch, P. J., and Toon, O. B., 1973, Atmospheric pressure variation and climate of Mars, *J.atmos.Sci.* 30, 1502 - 1508.

James, P. B., 1982, The seasonal CO<sub>2</sub> Cycle on Mars: An Application of an Energy Balance Climate Model, *J.G.R.*, 87, 10271 - 10283.

Nakamura, T. and Tajika, E. 2001, Stability and evolution of the climate system of Mars, *EarthPlanetsSpace*, 53, 851 - 859.

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

Pollack *et. al.*, 1987, The Case for a Wet, Warm Climate on Early Mars, *Icarus*, 71, 203 - 224.

横畠徳太, 倉本圭, 2001, 火星気候変動と CO<sub>2</sub> 極冠, H<sub>2</sub>O 氷床, 日本惑星科学会誌, 10, 64 - 74.

横畠徳太, 2000, 火星古環境下における極冠の形成, 北海道大学大学院理学研究科地球惑星科学専攻修士論文

## Appendices

### 1 二酸化炭素の蒸気圧曲線

二酸化炭素の凝結温度は大気圧に依存するため、大気圧ごとの凝結温度を求めるために図 30 のような二酸化炭素の蒸気圧曲線を書いた。本研究では二酸化炭素の

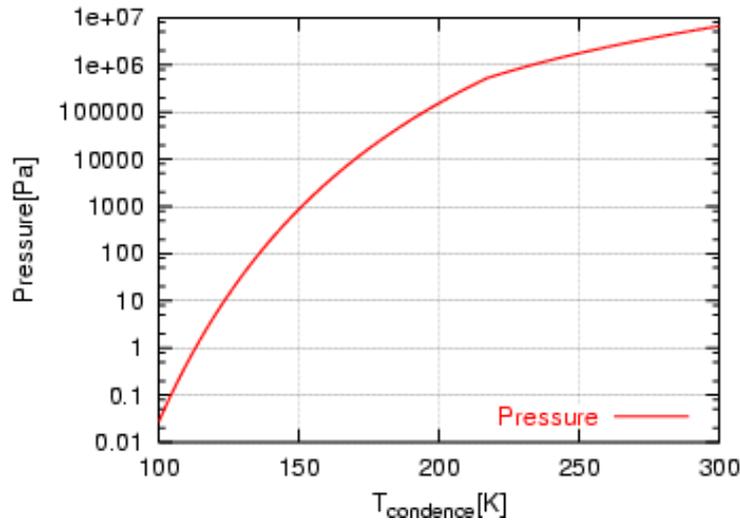


図 30: 二酸化炭素の蒸気圧曲線

三重点よりも低圧域で Antoine の式を、高圧域で Wagner の式を使って蒸気圧曲線を求めた。Antoine の式は固相と気相が共存している場合に良く合うように決められている。よって、圧力が臨界圧力よりも大きい範囲では誤差が大きくなるため、使うことができない。Antoine の式は以下で表すことができる。

$$\log p \text{ mmHg} = A - \frac{B}{C + \theta \text{ } ^\circ\text{C}} \quad (17)$$

ここで二酸化炭素に対するそれぞれの定数は  $A = 9.81$ ,  $B = 1347.79$ ,  $C = 272.99$  である。

一方 Wagner の式は液相と気相が共存している場合に良く合うの様に決まっており、高圧域で信頼性が高い。

$$\ln \frac{p}{p_c} = \frac{Ax + Bx^{1.5} + Cx^3 + Dx^6}{1 - x} \quad (18)$$

$$x = 1 - \frac{T}{T_c} \quad (19)$$

ここで  $p_c, T_c$  はそれぞれ臨界圧力、臨界温度である。二酸化炭素に対しては  $p_c = 73.8[\text{bar}]$ ,  $T_c = 304.1[\text{K}]$ ,  $A = -6.41$ ,  $B = 1.21$ ,  $C = -1.55$ ,  $D = -2.10$  である。

## 2 極冠上の潜熱輸送

地表面が大気の主成分の凝結によって覆われる領域、つまり火星では極冠上では、大気圧は二酸化炭素の蒸気圧に一致し、極冠上での地表面温度は二酸化炭素の凝結温度  $T_c(p)$  に保たれる。なぜならもしも太陽放射とつりあうような温度勾配を地表面温度が持っていたとしても、その勾配を保ち続けることが出来ないためである。

地表面温度が減少すると、それにもなって蒸気圧が下がる。極冠上では大気圧は地表面温度に対応した二酸化炭素の蒸気圧になっているため、温度勾配があれば大気圧に圧力勾配が出来ることになる。すると気圧(温度)の高いところから低いところに空気が流れ込んできて大気圧は一定値になろうとする。ところが大気圧は地表面温度によって決まる飽和蒸気圧で決まっているため、地表面温度が変化しない限りもとの圧力を保とうとする。高圧だった部分では圧力が低くなった分だけ氷が蒸発して潜熱を奪い、逆に低圧だった部分では大気が凝結して潜熱を解放する。これにより最終的には極冠上は全て等圧、つまり等温になる。

これは潜熱の出入りを考えると温度の高い領域から低い領域へ熱輸送したことに他ならない。二酸化炭素の蒸気圧曲線 図 30 のように、蒸気圧は温度に強く依存するため、地表面温度に少し勾配があるだけでも大きな気圧差が生じる。よって強い熱輸送が生じ、極冠上に温度勾配は存在できないことになり、極冠上では地表面温度は等温になる。

### 3 極冠上の地表面温度

本研究では極冠上では大気圧は二酸化炭素の飽和蒸気圧と等しいとしてエネルギーバランスを解いているが、その仮定が妥当であることを以下に説明する。

気体の凝結量は大気圧  $p$  , ボルツマン定数  $k$  , 地表面温度  $T_a$  , 二酸化炭素の分子質量  $m_{\text{CO}_2}$  を使って

$$\{p - p_{\text{sat}}(T_a)\} \left( \frac{m_{\text{CO}_2}}{2\pi k T_a} \right)^{\frac{1}{2}}$$

と表すことができる。よって極冠上で大気圧と蒸気圧が厳密に等しい場合、二酸化炭素の凝結は起きない。つまり凝結には、大気圧の方が蒸気圧よりわずかに大きい必要がある。

一方、凝結の潜熱フラックスは

$$F_L = -L \{p - p_{\text{sat}}(T_a)\} \left( \frac{m_{\text{CO}_2}}{2\pi k T_a} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (20)$$

である。 $L$  は二酸化炭素の凝結の潜熱である。これを書き直すと

$$\Delta p = -\frac{F_L}{L} \left( \frac{2\pi k T_a}{m_{\text{CO}_2}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (21)$$

となり、 $\Delta p$  は凝結の潜熱解放フラックス  $F_L$  に比例する。図 31 に本研究で求めた凝結の潜熱の一例を示した。この図より  $F_L$  はたかだか  $20 \text{ W m}^{-2}$  のオーダーであることがわかる。

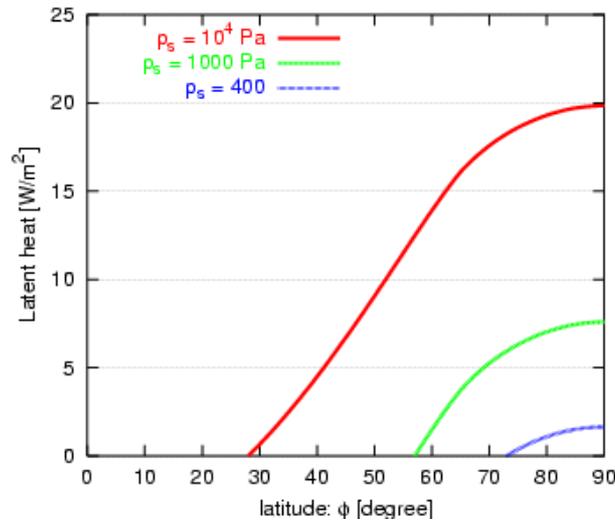


図 31: 凝結の潜熱

これを仮に代表値として  $\Delta p$  を求めるてみると  $\Delta p$  のオーダーは  $10^{-3}$  Pa となり  $\Delta p \ll p$  である. つまり  $p$  はほぼ  $p_{\text{sat}}$  と同じ大きさであり, これは極冠上での地表温度が凝結温度にほぼ等しく保たれる.

## 4 太陽放射フラックス

火星が受け取る太陽放射フラックスの年平均値は半年の夏半球平均値  $S_{\text{top}_s}$  と冬半球平均値  $S_{\text{top}_w}$  を足して 2 で割ったものである。

$$S_y = \frac{1}{2}(S_{\text{top}_w} + S_{\text{top}_s})$$

以下では  $S_{\text{top}}$  を求める方法を説明する (Yokohata, 2000).

まず、火星が黄経  $\psi$  にあるとき、緯度  $\phi$  の大気上端で受け取る太陽放射フラックスを求める。これらを  $-\pi/2 \leq \psi \leq \pi/2$  の範囲で積分すると、火星が緯度  $\phi$  の大気上端で半年間に受け取る太陽放射の総量  $S_{\text{top}}$  がわかる。火星が受け取る太陽放射は黄経によって異なるため、ある緯度がある黄経において 1) 白夜がある場合、2) 一日に昼と夜がある場合、3) 極夜がある場合のどれになるかで、場合分けをしなくてはならない。場合が分かれる黄経を  $\psi_0$  とする。

夏半球と冬半球の半年間の太陽放射総量を足すと、一年間に受け取る太陽放射の総量がわかる。これを一年分の時間で割ることで太陽放射の年平均値  $S_y(\phi)$  を緯度ごとに求めることができる。 $\psi$  は分点において 0, 至点において  $\pi/2$  と定義する。それぞれの緯度に入射する太陽放射フラックスの大きさは赤道傾斜角  $\theta$  によっても変化する。例えば極点では  $\theta = 0^\circ$  だと全く太陽放射の入射はなくなる。 $\theta = 90^\circ$  だと一年中昼か一年中夜ということになる。図 32 に概念図を示した。

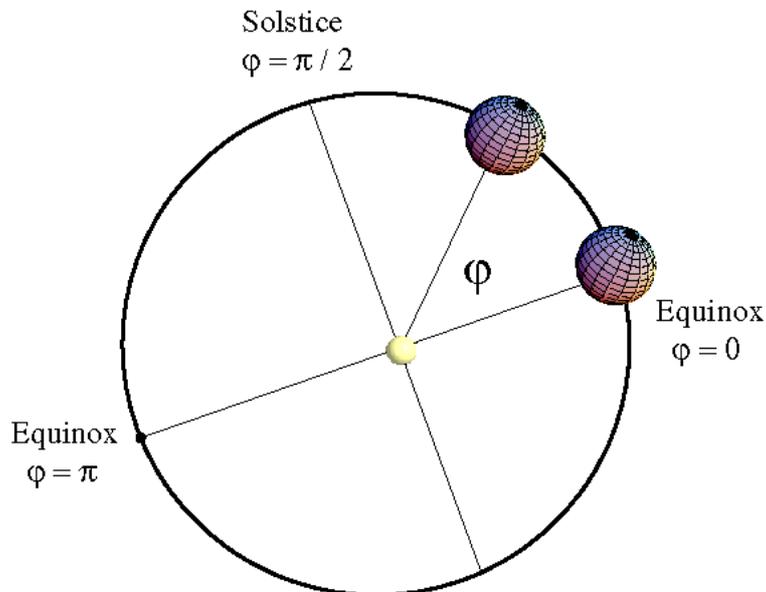


図 32: 黄経の定義. [Yokohata, 2000]

火星が半年間に大気上端で受け取る太陽放射フラックスの総量  $S_{\text{top}}(\phi, \psi, \theta)$  は以下のように場合分けされる.

- $-\pi/2 \leq \phi \leq -\pi/2 + \theta$   
(白夜が少なくとも一日ある地域)

$$S_{\text{top}}(\phi, \psi, \theta) = \frac{S_E}{2\pi r_o^2 \sqrt{1-e^2}} \left[ \int_{-\psi_0}^{\psi_0} (-\sin \phi \sin \theta \cos \psi) d\psi + \left( \int_{-\pi/2}^{-\psi_0} d\psi + \int_{\psi_0}^{\pi/2} d\psi \right) \frac{1}{\pi} \left( \sqrt{A^2 - B^2} - B \cos^{-1} \frac{B}{A} \right) \right] \quad (22)$$

- $-\pi/2 + \theta \leq \phi \leq \pi/2 - \theta$   
(一日に昼と夜がある地域)

$$S_{\text{top}}(\phi, \psi, \theta) = \frac{S_E}{2\pi r_o^2 \sqrt{1-e^2}} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{1}{\pi} \left( \sqrt{A^2 - B^2} - B \cos^{-1} \frac{B}{A} \right) \quad (23)$$

- $\pi/2 - \theta \leq \phi \leq \pi/2$   
(極夜が少なくとも一日ある地域)

$$S_{\text{top}}(\phi, \psi, \theta) = \frac{S_E}{2\pi r_o^2 \sqrt{1-e^2}} \left( \int_{-\pi/2}^{-\psi_0} d\psi + \int_{\psi_0}^{\pi/2} d\psi \right) \frac{1}{\pi} \left( \sqrt{A^2 - B^2} - B \cos^{-1} \frac{B}{A} \right) \quad (24)$$

$A, B$  はそれぞれ

$$\begin{aligned} A &= \cos \phi \sqrt{1 - \sin^2 \theta \cos^2 \psi}, \\ B &= \sin \phi \sin \theta \cos \psi, \end{aligned}$$

であり,  $S_E$  は太陽定数の現在値,  $r_o$  は軌道長半径,  $e$  は軌道離心率である.