

# 雪氷アルベドフィードバック下における地球気候の太陽放射依存性

神戸大学理学部地球惑星科学科  
地球および惑星大気科学研究室  
学部 4 回生      山元 治人

2010/02/28



## 要旨

本論文では, Budyko(1969) のモデル設計および North(1975b) のパラメタリゼーションに基づき, 雪氷アルベドフィードバックを組み込んだ南北一次元エネルギーバランスモデルを設定し, 太陽放射が変化したときの地球の気候システムの振る舞いを調べた. その結果, 3 つの安定な気候状態が存在することが示された. 3 つの気候状態とは, (i) 全球が氷に覆われた状態, (ii) 現在のように極周辺のみ氷に覆われた状態, (iii) 氷なし状態である. また, 現在の太陽放射を与えた場合, (i) ~ (iii) の気候状態を実現できるが, どの状態をとるかは過去の状態に依存すること, すなわち, 気候状態の間にはヒステリシス (履歴) が存在するとわかった.

# 目次

第1章	はじめに	3
第2章	モデル化	4
2.1	南北一次元エネルギー収支モデル	4
2.2	パラメタ設定	5
2.2.1	地球放射	5
2.2.2	太陽放射	6
2.2.3	アルベド	7
2.2.4	氷床の成長	8
2.2.5	緯度帯間のエネルギー輸送	8
2.3	支配方程式	9
2.4	解析解の導出	10
第3章	数値計算	12
3.1	設定	12
3.2	結果	13
第4章	解の検討	15

雪氷アルベドフィードバック下における地球気候の太陽放射依存性	2
第5章 まとめ	17
参考文献	18
謝辞	19

## 第1章 はじめに

長期的な地球気候システムの熱収支において、雪氷アルベドフィードバックの及ぼす影響は重要である。これは、次の2つの現象のフィードバックによるもので、相互作用により片方の微小変化は大きく増幅される。

- 地表温度の低下に伴い、氷床が拡大して地球が白い表面に覆われ、アルベド（反射能）が増加する作用。
- アルベドの増加に伴い、地表の太陽放射吸収量が低下し、地表温度が下がる作用。

太陽定数、すなわち気候システムへの入力に変化した際の、システムの振る舞いを調べるために次のことを行う。Budyko(1969)のモデル設計およびNorth(1975b)のパラメタリゼーションに基づき、雪氷アルベドフィードバックを組み込んだ南北一次元エネルギーバランスモデル (EBM) を設定し、考察を行う。続いて、Orlemasn and Van den Dool (1971) に基づき、前項の考察と同様のパラメタリゼーションを使用して数値的にモデルの解を求める。両者を比較することで、解析解のうち、安定に存在でき、実際に気候状態として実現できる領域を求める。

## 第2章 モデル化

雪氷アルベドフィードバックを組み込んだ比較的単純な気候モデルを設定し、太陽放射が変化したときの気候システムの振る舞いを調べる。この章では、用いたモデルの詳細を述べる。

### 2.1 南北一次元エネルギー収支モデル

エネルギー収支モデル (EBM) とは、”気候の状態は、太陽放射 (入射) と地球放射 (射出) の釣り合いで決まる” との考えに基づいた、運動方程式を陽に含まない気候モデルである。本論文で用いたモデルを含む、多くの EBM において、地球の気候状態は地表温度場  $T(r, t)$  を用いて表現される。ただし、 $r$  は球面上の点、 $t$  は時間である。すなわち、これは球面上の点から上空に伸びる大気柱を考え、地球大気系はこれら大気柱で構成されるとの理想化である。また、この理想化は大気柱の性質が底面の地表温度によって一律に決定されることを意味する。したがって、支配方程式は大気柱それぞれに対するエネルギー収支の式となり、そこに適切なエネルギー輸送の関係式を外挿することで地球気候を地表温度場の変化を記述できる。EBM はこの単純さゆえに、解の構造や安定性の解析などの定性的な見通しを立てやすい長所を有する一方で、定常状態から離れた、短い時間スケールの現象は記述し難いという短所を持つ。しかしながら、本論文においては、主題である雪氷アルベドフィードバックが氷床の成長に起因し、少なくとも年以上の時間スケールにわたる現象であることから、この短所は幾分軽減されることが期待できる。

さらに簡略化を行う。定常状態にある気候のもとでは、季節変化による影響は小さいとして、年平均した気候状態を考える。すると、自転軸の傾き、及びそれに伴う季節変化を無視することができる。このとき緯線方向には平均をとることが許されるため、緯線方向に一様と見なせる。年平均および緯度平均によって単純化された地球の気候状態は、緯度の 1 変数  $\varphi$  のみで記述できる。以降、デカルト座標を用いた議論を行うために、緯度はサインをとった値、 $x = \sin \varphi$  を用いることを述べておく。このようにして単純化されたモデルを、南北一次元エネルギー収支モデルと

呼ぶ。

大気柱はここでは緯線方向に伸びた帯となり、緯度帯ごとのエネルギー収支は

$$\frac{\partial E(x, t)}{\partial t} + F_{OUT}(x, t) + F_{HOR}(x, t) = F_{IN}(x, t) \quad (2.1.1)$$

と書ける。ただし、 $E(x, t)$  は緯度帯の持つ単位面積あたりのエネルギー、 $F_{OUT}(x, t)$  は地球放射 (OLR, 外向き赤外放射)、 $F_{HOR}(x, t)$  は緯度帯間のエネルギー輸送、 $F_{OUT}(x, t)$  は地表の単位面積が吸収する太陽放射である。

## 2.2 パラメタ設定

この節では、本論文にわたって議論するモデル (2.1.1) に雪氷アルベドフィードバックを組み込むよう適用したパラメタ設定の詳細を述べる。

### 2.2.1 地球放射

地球放射は単位時間、単位面積あたりに大気上端から宇宙空間へ射出されるエネルギー放射である。Budyko(1969) は、地球上の陸域と海域に均等になるよう配置された 260 地点での観測結果から、経験式

$$I(x, t) = a + bT(x, t) - (a_1 + b_1T(x, t))n(x, t) \quad (2.2.2)$$

を導いた。 $I(x, t)$  は地球放射 [ $Wm^{-2}$ ], また  $T(x, t)$  は対応する緯度帯での地表温度 [ ], 一方で  $n(x, t)$  は 0~1 で規格化した雲量であり、 $A, B, a_1, b_1$  はそれぞれ、衛星観測により得た、地表温度に対する雲量および地球放射との関係から求めた、経験的係数である。ここで、地表温度の平均に対する雲量変化の影響は比較的小さいと見積もることができるため、雲量の効果を変化しないものとして無視する。すると (2.2.2) は

$$I(x, t) = A + BT(x, t) \quad (2.2.3)$$

となり、この近似式を用いたときの係数は Graves *et al.*, (1993) によって  $A = 211Wm^{-2}, B = 1.90Wm^{-2}C^{-1}$ <sup>\*1</sup> と与えられている。本論文ではこの値を用いる。

<sup>\*1</sup>Graves *et al.*, (1993) は、Nimbus 6 号および 7 号衛星による 1975 年 7 月から 1985 年 6 月の 10 年間の観測結果からこれらの値を算出した。彼らは、熱帯収束帯付近では地表温度の緯度変化が小さく、この地域では地球放射が雲の存在に依存しているために (2.2.3) の関係は失われるとして、統計には北緯 30° ~ 北緯 90° のみのデータを用いている。一方、Budyko(1969) では全球の観測結果から近似式を導出している。



Graves *et al.*,(1993) の用いた観測データと、そこから彼らが導いた近似式の関係を図 2.1 に示す。ここから読み取られる重要な事項として、(2.2.3) を用いて地球放射から地表温度を推定した場合、特に  $\pm 25$  の外では、推定値が実際の表面温度よりもかなり高く推定されることに注意しなければならない。

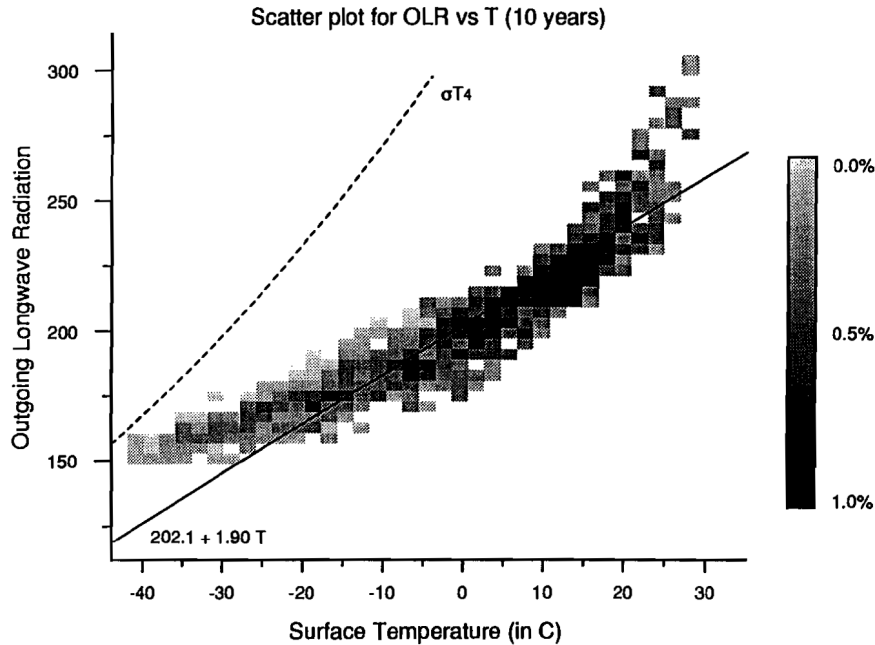


図 2.1: Graves *et al.*,(1993) より。衛星観測より得た地球放射 (OLR: Outgoing Longwave Radiation) と地表温度との関係。カラーバーは該当するグラフ内の点 (地表温度, 地球放射) が観測結果全体に占める割合を表す。実線は  $A = 202.1$ ,  $B=1.90$  としたときの地球放射の近似式, 点線は地表を黒体と見なしたときの地球放射である。

## 2.2.2 太陽放射

地球は地球放射の射出によりエネルギーを失う一方で、太陽放射の吸収によって加熱される。加熱の大きさは、気候システムの外部パラメタである太陽定数によってまず決められる。太陽定数とは、地球が太陽からの平均距離にあるとき、大気上端で観測した、太陽光線に垂直な平面を横切る単位時間、単位面積あたりの放射エネルギーであり、約  $1366 \text{ W m}^{-2}$  である。また、このエネルギーを緯度帯にわたって平均すると、

$$QS(x) \tag{2.2.4}$$

と書ける. ここで,  $Q$  は太陽定数の  $1/4$  であり<sup>\*2</sup>,  $S(x)$  は太陽光線が垂直から外れる効果を表し,

$$\int_0^1 S(x)dx = 1 \quad (2.2.5)$$

と規格化されていることに留意する. この効果を North(1975b) は

$$S(x) = 1 + S_2 P_2(x) \quad (2.2.6)$$

と近似した. ここで係数  $S_2 = -0.482$  であり,  $P_2$  は 2 次のルジャンドル多項式,  $(3x^2 - 1)/2$  である.  $P_2$  は区間  $[0,1]$  で積分すると消えるため, (2.2.6) は規格化 (2.2.5) を満足している. この近似による誤差は, 2% の範囲に収まる.

地球の大気上端に入射するエネルギーは (2.2.4) であり, このうちどれだけが地球の加熱に寄与するかは, 入射した領域のアルベドに依存する.

### 2.2.3 アルベド

地表が吸収する太陽放射は, 前項の議論を用いて, 単位時間単位面積あたり

$$QS(x, t)(1 - \alpha) \quad (2.2.7)$$

と書ける. ただし,  $\alpha$  はアルベドである. 本論文では, North(1975b) に従ってアルベドを次の吸光係数で定義しなおす.

$$a(x, x_s) = \begin{cases} 0.38 & (x > x_s; \text{雪氷あり}) \\ 0.697 - 0.0779P_2(x) & (x < x_s; \text{雪氷なし}) \end{cases} = (1 - \alpha). \quad (2.2.8)$$

ただし,  $x_s$  は氷床の限界緯度であり, これより高緯度はすべて雪氷に覆われ, 低緯度にはまったく雪氷が存在しないとする. ここで, 雪氷ありの場合は Budyko(1969) の観測結果を採用し, 雪氷なしの場合には天頂角依存性と, 雲の経線方向に不均一な分布を含めるために Sellers(1969) による解析結果を用いている.

雪氷の有無によって地表が吸収するエネルギーは約 2 倍変化するため, アルベドの変化は気候形成に強く作用する.

<sup>\*2</sup>地球半径を  $r$  として, エネルギーの入射に寄与する面積が  $\pi r^2$ , 全球表面積が  $4\pi r^2$  であることを考えると容易に理解される.

## 2.2.4 氷床の成長

一方で, 地表気温分布の変化に対応して, アルベド変化の原因となる雪氷分布が変化する. Budyko(1969) は, 中高緯度での山岳の雪線高度では, 年平均温度がおおよそ  $-10$  の一定値を示すことから, 雪氷存在の条件として

$$\begin{cases} T > -10^{\circ}\text{C} & (\text{無氷床}) \\ T < -10^{\circ}\text{C} & (\text{氷床}) \end{cases} \quad (2.2.9)$$

を定めた. (2.2.9) の条件は, (2.2.3) を用いると

$$I(x_s) = I_s = 195.7\text{Wm}^{-2} \quad (2.2.10)$$

となる. この式は, 地球放射が  $195.7\text{Wm}$  以下になった領域はすべて雪氷に覆われることを意味する. このときの雪氷の存在する南限を "雪氷限界" と定義する. 厳密性を期待するならば, 氷床の範囲は夏季の雪融けと冬期の氷結の差によって変化するため, 季節変化を備えたモデルを用いなければならないことを述べておく.

## 2.2.5 緯度帯間のエネルギー輸送

ある緯度帯において, 太陽放射の吸収と地球放射の射出は完全に一致しているわけではなく, この差が熱フラックスの水平発散, すなわち子午面方向のエネルギー輸送となる. 本論文では, エネルギー輸送を North(1975d) に従い, 現象学的パラメータである熱拡散係数  $D$  を用いて,  $-\nabla \cdot (D\nabla T)$  と表現する. Budyko(1969) は熱輸送を局地的現象と捉えず, 輸送量は緯度帯温度と全球平均温度の差に比例する, すなわち地球全体で温度が均一化される働きとして定式化した. 阿部・増田(1993) のレビューによると, 熱拡散による定義では, 熱帯には南北温度勾配がほとんど無いにもかかわらず熱輸送が存在することを説明できないとし, Budyko の輸送モデルがより現実に近い結果を与えるとした. しかし, 本論文では解析解を得るために, 熱拡散を用いた表現を採用する.

ラプラシアン of 極座標表示は, 半径  $r$  と経度  $\phi$  を一定とすると, 次のようにデカルト座標系で書きなおすことができる.

$$\begin{aligned} \nabla^2 T &= \frac{1}{r^2} \left[ \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{\sin \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \left( \sin \phi \frac{\partial T}{\partial \phi} \right) + \frac{\partial^2 T}{\partial \theta^2} \right] \\ &= \frac{1}{r^2} \frac{1}{\sin \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \left( \sin \phi \frac{\partial T}{\partial \phi} \right) \\ &= \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial x} \left( (1-x^2) \frac{\partial T}{\partial x} \right). \end{aligned} \quad (2.2.11)$$

ここで、第 2 式から第 3 式への変形には次の 2 式、

$$\begin{aligned}\frac{1}{\sin \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} &= \frac{\partial}{\partial x}, \\ \sin \phi \frac{\partial}{\partial \phi} &= (\sin^2 \phi) \frac{1}{\sin \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \\ &= (1 - \cos^2 \phi) \frac{\partial}{\partial \cos \phi} \\ &= (1 - x^2) \frac{\partial}{\partial x}\end{aligned}$$

を用いている。(2.2.11) より、熱拡散による熱輸送は

$$-\nabla \cdot (D \nabla T) = -\frac{d}{dx} \left( (1 - x^2) D \frac{dT}{dx} \right). \quad (2.2.12)$$

と書くことができる。

## 2.3 支配方程式

前節の議論より、本論文で考えている南北一次元エネルギー収支モデルの支配方程式として次の 3 式を得る。

エネルギー収支より

$$\underbrace{C \frac{\partial I(x, t)}{\partial t}}_{\text{地球放射の時間変化}} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x} (1 - x^2) D \frac{\partial}{\partial x} I(x, t)}_{\text{緯度帯間の熱輸送}} + \underbrace{I(x, t)}_{\text{地球放射による射出}} = \underbrace{QS(x) a(x, x_s)}_{\text{太陽放射による入射}}. \quad (2.3.13)$$

ただし、 $C$  は熱慣性、 $D$  は熱拡散係数である。

続いて、吸光係数の定義式より

$$a(x, x_s) = \begin{cases} 0.38 & (x > x_s; \text{雪氷あり}) \\ 0.697 - 0.0779P_2(x) & (x < x_s; \text{雪氷なし}) \end{cases} = (1 - \alpha). \quad (2.2.8)$$

さらに、氷床成長の定義式より

$$I(x_s) = I_s = 195.7 \text{ W m}^{-2}. \quad (2.2.10)$$

## 2.4 解析解の導出

太陽放射およびアルベドの緯度分布をルジャンドル多項式で与えたため、熱拡散係数  $D$  を定数とすると、気候システムの振る舞い(この場合は温度場の変化)を太陽放射量  $Q$  の関数として解析的に解くことができる。

まず、定常状態を考えているために時間変化はゼロと置くことができ、方程式 (2.3.13) は

$$\frac{\partial}{\partial x}(1-x^2)D\frac{\partial}{\partial x}I(x,t) = I(x,t) - QS(x)a(x,x_s) \quad (2.3.13')$$

となる。これはルジャンドルの微分方程式として考えることができる。境界条件を考えると、検討している解は南北対称であるから、赤道と極で熱輸送は無い。すなわち、

$$\left(\frac{\partial I(x)}{\partial x}\right)_{x=0,1} = 0 \quad (2.4.14)$$

である。一方、偶数次のルジャンドル多項式  $P_n(x)$  もまた、赤道と極において

$$(1-x^2)^{\frac{1}{2}}\frac{d}{dx}P_n(x) = 0 \quad (2.4.15)$$

であるから、境界条件を満たす。したがって、

$$I(x) = \sum_{n \text{ even}} I_n P_n(x) \quad (2.4.16)$$

と書けるならば、その  $I(x)$  は全てのモードで境界条件を満足することが示唆される。(2.3.13') に、2.4.16 を代入して整理すると、 $P_n(x)$  の直交性からモードごとに

$$[n(n+1)D+1]I_n = QH_n(x_s) \quad (2.4.17)$$

が得られる。ここで、 $H_n(x_s)$  は太陽放射をフーリエ・ルジャンドル展開したときの  $n$  番目のモードであり、その表式は

$$H_n(x_s) = (2n+1) \int_0^1 S(x)a(x,x_s)P_n(x)dx \quad (2.4.18)$$

である。(2.4.17),(2.4.18) を (2.4.16) に代入すると、雪氷限界緯度と太陽定数を変数に、地球放射量の分布を求めることができる(すると、ただちに (2.2.3) より地表温度場を求められる)。

さて、ここで導いた解析解の、外部パラメタである太陽定数への依存性を調べてみよう。(2.4.17), (2.4.18), (2.4.16) をまとめ、雪氷限界緯度が与えられた時に、それとつりあって平衡になりうる太陽定数の値が解析解として求まるようにすると、

$$Q(x_s) = I_s \left[ \sum_{n \text{ even}} \frac{H_n(x_s)P_n(x_s)}{n(n+1)D+1} \right]^{-1} \quad (2.4.19)$$

を得る。ただし、 $I_s$  は雪氷限界緯度を与える地球放射

$$I_s = I(x_s) = 195.7 [Wm^{-2}] \quad (2.2.10)$$

である。以下に、雪氷限界緯度の正弦を、太陽定数  $Q$  の関数として表したものを示す。

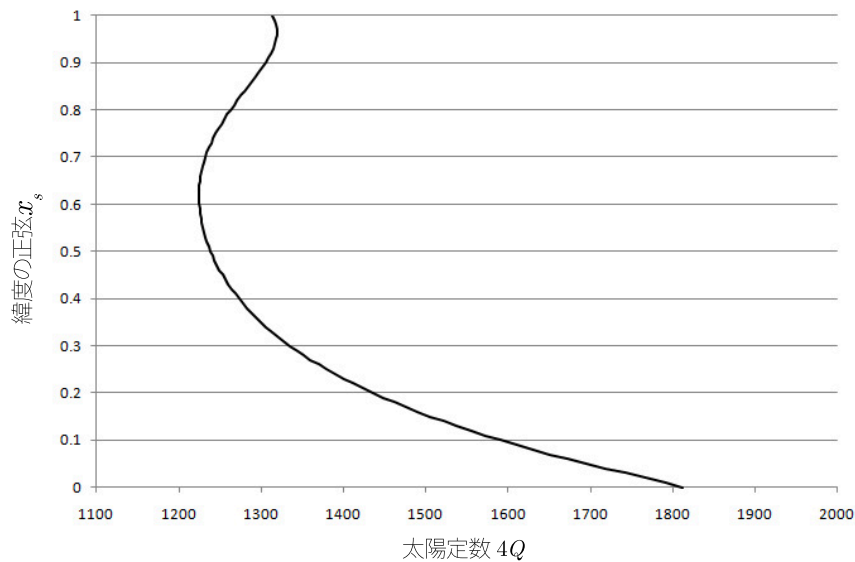


図 2.2: 雪氷限界緯度の正弦を、太陽定数  $Q$  の関数として表した。 $Q$  の非常に小さなところと非常に大きなところでは、定常解は 1 つである (それぞれ、(i) 全球が氷に覆われた状態と、(iii) 氷なし状態に対応する)。一方で、中間の  $1238 \leq 4Q \leq 1810$  の値に対しては、同じ  $Q$  については、(ii) 現在のように極周辺のみ氷に覆われた状態を含む、3 つの定常解が存在することが示唆される。

## 第3章 数値計算

### 3.1 設定

この章では、先に解析解を求めた (2.3.13') を数値的に解くことにより、図 2.2 に示した解析解のすべてが実現し得る気候状態か、つまり安定か否かを調べる。南北一次元 EBM の数値計算例としては、Oerlemans and Van del Dool(1976) がある。彼らの計算には、より複雑なパラメタリゼーションの導入による、アルベドの南北非対称性などの効果を加えた EBM が用いられている。しかし基本的なエネルギー収支式は共通なので、本論文での設定に応用することができる。以下では、この計算例に基づいて (2.3.13') の時間発展を数値的に解く。解析解との比較を想定しているため、時間積分には誤差の累積が小さい陰解法を用いている。系の設定は次の通りである。

- 計算スキーム: Crank-Nicolson 法
- 空間刻み幅:  $\Delta x = 0.01$
- 計算範囲 (空間):  $0.005 \leq x \leq 0.995$
- 時間刻み幅: (2.3.13') 式中の熱慣性  $C$

上記の設定を用いて、初期値として地表温度場の緯度分布  $T(x_0)$  をおき、与えられた太陽定数  $Q$  のもとで、全ての  $x_i$  に対して  $|T_t(x_i) - T_{t-\Delta t}(x_i)| \leq 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}$  となるまで計算を続けて定常状態を求める。定常状態に達した時点で  $T(x)$  を出力し、続いて太陽定数を少し ( $\Delta 4Q = 1.0$ ) 変化させてさらに計算を行う。これを繰り返すことで、太陽定数の変化に対する地表温度場の応答を調べる。計算は、

- 無氷床状態を与えて、太陽定数を減少させていく場合
- 全球凍結状態を与えて、太陽定数を増加させていく場合

の2通り行う。

## 3.2 結果

計算結果を次に示す。図中では横軸に太陽定数を取り、対応する表面温度の南北一次元分布を縦軸に示している。 $x = 0$  が赤道、 $x = 1$  が極である。図の白～青の領域は地表温度が  $-10$  以下、すなわち氷床をあらわす。計算結果の一部には、地表気温が  $\pm 25$  を大きく外れる領域が表れている。このような領域においては、2.2.1 節で触れたように地球放射と地表温度の関係式 (2.2.3) の誤差が大きくなるため、実際の観測値を用いて関係を導いたときと比べて地表気温が高く計算されていることに留意する。

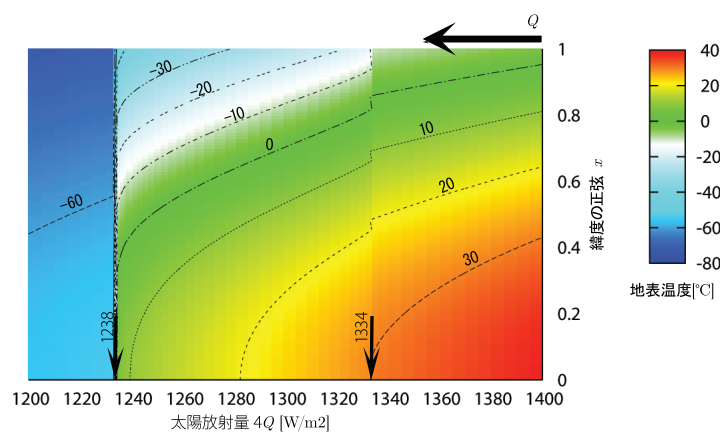


図 3.1: 無氷床解を与え、太陽定数を徐々に減少させたときの地表温度場の応答。 $4Q = 1334 \text{ W/m}^2$  までは無氷床状態を維持する。しかし  $4Q = 1334 \text{ W/m}^2$  おいて、ある点が  $-10$  に達すると、途端に氷床が  $x = 0.92$  まで張り出してくる。さらに太陽定数を減少させると、雪氷アルベドフィードバックの正のフィードバック効果により氷床の拡大が加速していく。太陽定数が  $4Q = 1238 \text{ W/m}^2$  に達すると、氷床の拡大は止まらなくなり、一気に赤道まで達する。



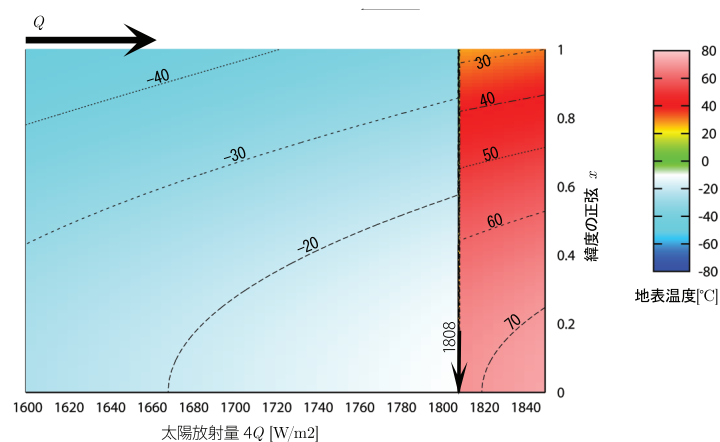


図 3.2: 全球凍結解を与え、太陽定数を徐々に増加させたときの地表温度場の応答. 太陽定数を現在の値  $4Q = 1370$  まで増加させても全球凍結状態は維持されたままで、この状態を解除するには、赤道において地表温度が  $-10$  以上となるような太陽定数、現在の  $1.3$  倍の放射量である  $4Q = 1808$  まで増加させなければならない. 太陽定数がこの臨界に達すると、赤道で生じた融氷は正のフィードバックにより自発的に極まで達する. また、氷床が無くなったあとの地球は全球凍結状態と比べて太陽放射を約  $2$  倍吸収するため、非常に高温の地表温度場が実現される.

## 第4章 解の検討

この章では、前節で得た数値実験の結果を用いて 2.4 節の解析解を考察する。まず比較のため、図 2.2 に数値実験より求めた、太陽定数ごとの雪氷限界緯度すなわち表面温度場が  $-10^{\circ}\text{C}$  となる緯度を重ねたものが図 4.1 である。

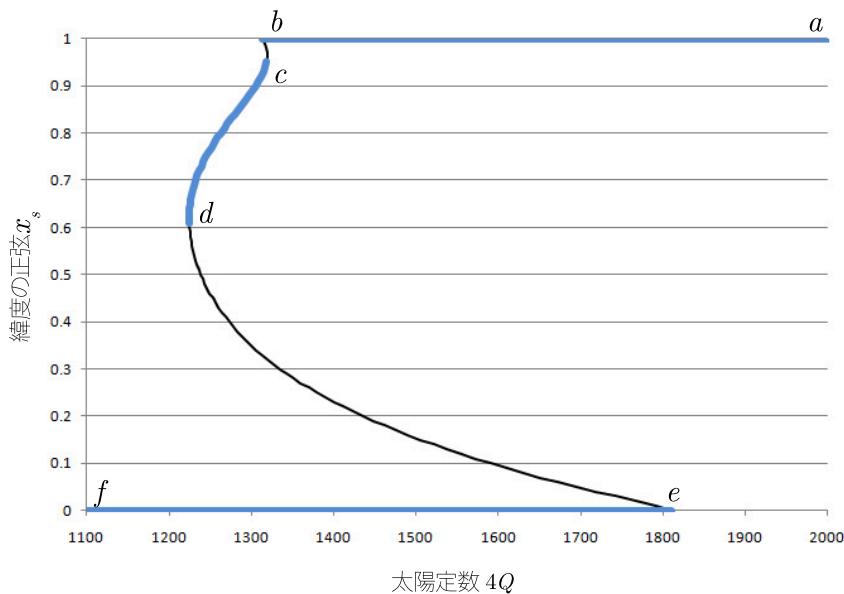


図 4.1: 解析解 (黒線) と数値解 (青太線) の比較.

この比較より、本論文で用いたモデルの解析解のうち、実現できる気候状態は、(a-b) 無氷床状態 (雪氷なし状態)、(c-d) 部分凍結状態 (極周辺のみ雪氷に覆われた状態)、(e-f) 全球凍結状態 (全球が雪氷に覆われた状態) の 3 つであり、それぞれの間には不連続性がある。不安定な定常解は (d-e) 大極冠不安定、および (b-c) 小極冠不安定である。安定か否かを規定する要因として、グラフから傾きがゼロもしくは正の部分は安定した気候状態として実現できるが、傾きが負の部分は不安定で実現できないことがわかる。傾きが負とは太陽定数の増加にしたがって氷床が拡大することを意味し、そのような現象はありそうもないという常識と整合的 (阿

部・増田, 1993) である.

数値実験で見た解の挙動を 図 4.1 上の動きとして見ていく. たとえば現在  $c-d$  上の状態にあったとして, 太陽定数が少しずつ小さくなったとすると, 気候システムは平衡状態を維持しつつ  $d$  まで動く. さらに太陽定数が小さくなると, 突然  $e-f$  の線上に落ち込む. この状態から逆に太陽定数を大きくしたとしても,  $d$  直下を過ぎても全球凍結解は安定であるために, 他の状態をとるためには太陽定数を  $e$  まで大きくしなければならない. このように, 多重に存在する平衡解のどれが実現されるかには, 履歴 (ヒステリシス) が存在する.

## 第5章 まとめ

雪氷アルベドフィードバックを組み込んだ地球気候の長期的安定性に大局的な診断を与えるため, Budyko (1969) および North (1975b) に基づいて, 2章に示したような単純なエネルギー収支に基づく気候モデルを設定した. このモデルを用いて, 太陽定数を変数にとり, 地球の表面温度場と氷床限界緯度との関係を求めることで, 地球気候システムの解の挙動を考察した.

まず, North(1975b) にしたがってモデルの解析解を求めた. 次に, Oerlemans and Van den Dool (1978) をもとに, 本論文で設定したモデルの挙動を数値実験により求めた. その結果が図 3.1, 3.2 である. これより, 雪氷アルベドフィードバックのはたらきとして, 地球上の限られた領域において雪氷の融解ないし凍結によってアルベドが変化すると, それを増幅させる効果により周囲を巻き込んで変化が拡大することが確認された.

続いて, 解析解と数値実験の比較を行った. 双方の解を重ねてプロットしたものが図 4.1 である. この図から, 本論文で想定する地球気候システムは 3 つの安定な気候状態を取り得ることがわかった. この 3 つの気候状態とは全球凍結解, 部分凍結解, 無氷床状態である. さらに, これらの状態の間には不連続性があり, たとえば現在の太陽放射を与えた場合, 先に挙げたすべての気候状態を実現できるが, どの状態をとるかは過去の状態に依存すること, すなわち, 気候状態の間にはヒステリシス (履歴) が存在することが確認できた.

## 参考文献

- Budyko, M.I., 1969: The effect of solar variations on the climate of the Earth. *Tellus*, **21**, 611 - 619.
- Budyko, M.I., 1974: Climate and Life, Academic Press, *International Geophysics Series*, **18** pp.508.
- Budyko, M.I., Ronov, A.B., Yanshin, A. L., 1987: History of the Earth's Atmosphere, Springer-Verlag, pp.139.
- Graves, C.E., Lee, W., North, G.R., 1993: New Parameterizations and Sensitivities for Simple Climate Models. *J. Geophys. Res.*, **98**, 5025 - 5036.
- Kiehl, J.T. and Ramanathan, V., 2006: Frontiers of Climate Modeling, Cambridge University Press, pp.381.
- North, G.R., 1975: Theory of energy-balance climate models. *J. Atmos. Sci*, **32**, 2033-2043.
- North, G.R., et al.,1981: Energy balance climate models. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **19**, 91 - 121
- Oerlemans, L., Van den Dool, H.M., 1978: Climate Models: Stability Experiments with a Refined Albedo and Updated Coefficients for Infrared Emission. *J. Atmos. Sci*, **35**, 371 - 381
- 阿部彩子・増田耕一, 1993: 氷床と気候感度: モデルによる研究のレビュー, 気象研究ノート, **177**, 183 - 222
- スタンリー・ファーロウ著, 伊理正夫, 伊理由美訳, 1983: 偏微分方程式, 朝倉書店, pp.411.

## 謝辞

本研究を遂行し、論文にまとめるにあたって、多くの方にご指導と協力を頂いた。指導教官の林祥介教授には、研究のテーマとバックグラウンド、方向性を示して頂いた。岩山隆寛准教授には、数学的解析の考察の際に、貴重な示唆を頂いた。口頭発表の会場において、岡山大学のはしもとじょーじ助教には、数値実験結果を解析解と比較する際の着眼点について鋭い指摘を頂いた。修士課程の島津通氏、須賀友也氏には、論文の構成について多くの貴重な意見を頂いた。

多大なる激励とご協力を下さった地球および惑星大気科学研究室の皆様、ここに深く感謝の意を表す。