

第 1 章

地球気候の太陽定数増減実験

本章では、地球気候の太陽定数依存性を調べるために、第??章で示した大気大循環モデル DCPAM を用いて、様々な太陽定数と初期条件を与えて実験を行う。以下では、特に 3 つの太陽定数を用いた実験について実験名を付ける。一つ目の実験では、初期条件を 280 K の等温静止乾燥大気、太陽定数を 1100 W m^{-2} とする。この実験を [S1100] と呼ぶ。二つ目の実験では、初期条件を 280 K の等温静止乾燥大気、太陽定数を 1300 W m^{-2} とする。この実験を [S1300] と呼ぶ。三つ目の実験では、初期条件を 280 K の等温大気、太陽定数を 1500 W m^{-2} として 72 年計算した結果を初期条件とし、太陽定数を 1400 W m^{-2} とする。この実験を [S14001500] と呼ぶ。

1.1 実験設定

実験の詳細な設定について以下に述べる。

1.1.1 系の設定

地形データは ETOPO1 (Amante and Eakins, 2009) を実験の解像度に合わせて平滑化したものを用いる (図??)。陸面アルベド分布は Matthews (1983, 1984, 1985) による

ものを使用する。ただし、氷床におけるアルベドは極地ツンドラの値に変更している。これは、現在の地球とは異なる太陽定数を与えた実験において現在地球で氷床が存在する領域に必ずしも氷床が存在するとは限らないためである。オゾン分布は CMIP5 設定の気候値の東西平均を使用する。海の取り扱いには深さ 60 m の板海を考える。また、海表面アルベドは、海表面温度が 271.15 K を下回ると 0.6, 上回ると 0.1 を与える。惑星パラメータは現在の地球のパラメータを用いる (表 1.1.1)。本研究で用いた解像度は T21L26 であり、これは緯度方向、経度方向の格子点間隔が約 5.6 度、鉛直方向の大気層数が 26 層に対応する。与えた太陽定数は 1100 W m^{-2} から 1500 W m^{-2} であり、時間刻み、積分時間は実験ごとに安定に積分できる値を選択する (表 1.1.2)。[S1100] において、雲水の消滅時定数は 2460 s, 雲氷の消滅時定数は 7800 s とし、[S1300] において、雲水の消滅時定数は 1860 s, 雲氷の消滅時定数は 7200 s とする。[S14001500] において、雲水の消滅時定数は 1860 s, 雲氷の消滅時定数は 7200 s とする。雲水、雲氷の消滅時定数については後ほど考察する。

表 1.1.1: 惑星パラメータ表

| 惑星パラメータ | 値 | 惑星パラメータ | 値 |
|---------|----------------------|---------|----------|
| 重力加速度 | 9.8 m^{-2} | 自転傾斜角 | 23.44 度 |
| 惑星半径 | 6371 km | 軌道離心率 | 0.016713 |

表 1.1.2: 実験設定

| 実験名 | 太陽定数 | 初期条件 | 時間ステップ | 積分時間 |
|-------------|-------------------------|--------------------------------------------------------------------------|--------|-------|
| [S1100] | 1100 W m^{-2} | 280 K の等温静止乾燥大気 | 32 分 | 72 年 |
| [S1300] | 1300 W m^{-2} | 280 K の等温静止乾燥大気 | 24 分 | 156 年 |
| [S14001500] | 1400 W m^{-2} | 太陽定数 1500 W m^{-2} とし 280 K の等温静止乾燥大気を 初期値として 72 年計算したもの | 24 分 | 66 年 |

初期条件としては、[S1100], [S1300] では、それぞれ 280 K の等温静止乾燥大気を与える。また、[S14001500] では、初期条件を 280 K の等温大気、太陽定数を 1500 W m^{-2} として 72 年計算した結果を初期条件とする。

図 1.1 は全エネルギー (運動エネルギー、ポテンシャルエネルギー、内部エネルギー、潜熱エネルギーの和) の全球平均値の時間変化を表す。[S1100] は 26280 日 (72 年), [S1300] は 56940 日 (156 年), [S14001500] は 24090 日 (66 年) の積分で全エネルギーが経年変化

しなくなっており、統計的平衡状態に至ったと考える。

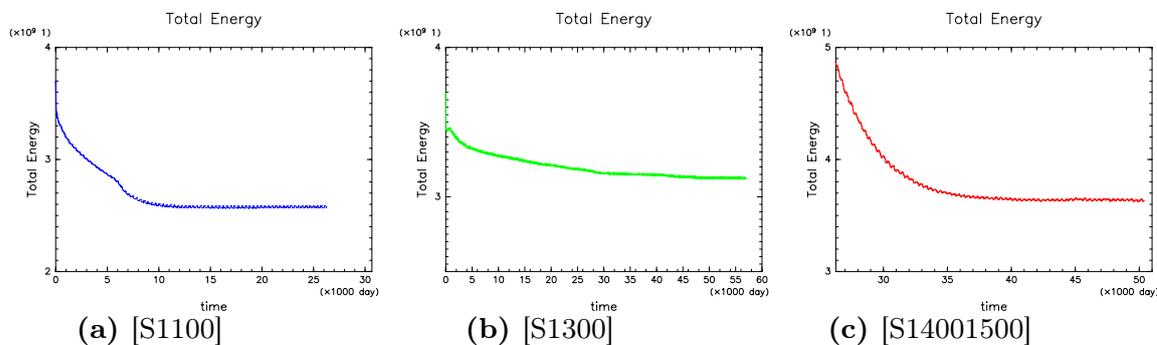


図 1.1: 全エネルギーの全球平均値の時間変化 (単位は J m^{-2}): (a) [S1100], (b) [S1300], (c) [S14001500]

1.2 実験結果 — 年平均場 —

ここでは、まず 3 つの実験から得られた年平均場について記述する。

1.2.1 年平均地表面温度

図 1.2 に年平均東西平均地表面温度の緯度分布を示す。太陽定数が増加するにつれて全緯度で地表面温度は増加する。そして、[S1100] と [S14001500] では南北温度差が [S1300] に比べて小さい。図 1.3 に年平均地表面温度の緯度経度分布を示す。どの実験においても、地表面温度は赤道が最も高く極に向かって低くなる。また、地表面温度は東西方向にほぼ一様に分布しているが、大陸上での平均温度が海上よりも低い。[S1300] より [S14001500] の方が南北温度差が小さいのは、太陽定数が増加すると水蒸気量が増加し潜熱の輸送が増えるからと考えられる (図 1.10b)。一方で、[S1300] より [S1100] の方が南北温度差が小さいのは、[S1100] は全球凍結解であり、表面アルベドの値はほぼ一定であることが原因であると考えられる (図 1.4a)。詳細については各緯度における放射収支を見る必要があり、検討が必要である。

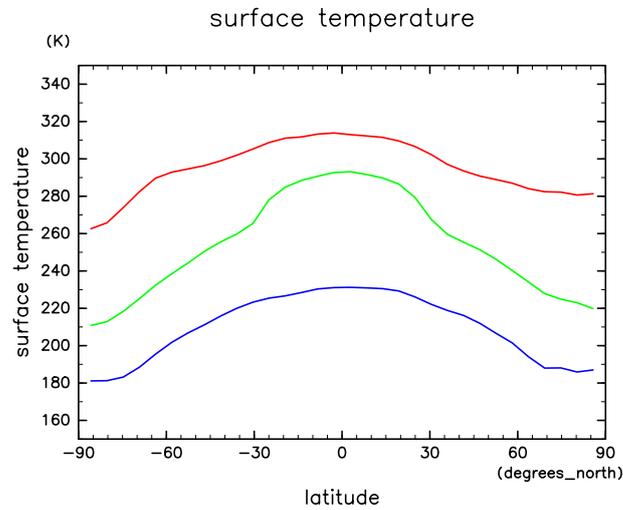


図 1.2: 年平均東西平均地表面温度の緯度分布. 青線は [S1100], 緑線は [S1300], 赤線は [S14001500] の値を示す.

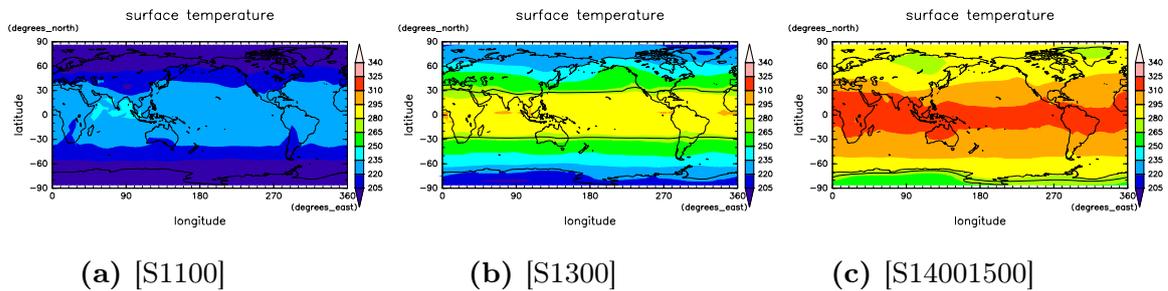


図 1.3: 年平均地表面温度の緯度経度分布 (図内の黒線は 271.15 K を示す): (a) [S1100], (b) [S1300], (c) [S14001500]

1.2.2 年平均地表面アルベド

図 1.4 に年平均した地表面アルベドの緯度経度分布を示す. 地表面アルベドが 0.6 以上の部分は一年中凍っているもしくは雪が積もっていることを意味し, [S1100] は全球凍結解, [S1300] は部分凍結解であることが分かる.

[S14001500] では南北半球で違いも見られる。まず南半球の高緯度に着目しよう。南極大陸の年平均地表面アルベドは約 0.5 である。積雪のない場合の南極大陸のアルベドは約 0.16 であるため、季節によって積雪量が異なることでアルベドが変化しており、その平均が約 0.5 である。つまり、南半球は部分凍結状態である。一方、北半球の高緯度では、北極付近の年平均海表面アルベドは 0.1 であり、これは凍っていない場合の海洋のアルベドに対応する。従って、北半球は氷なし解である。

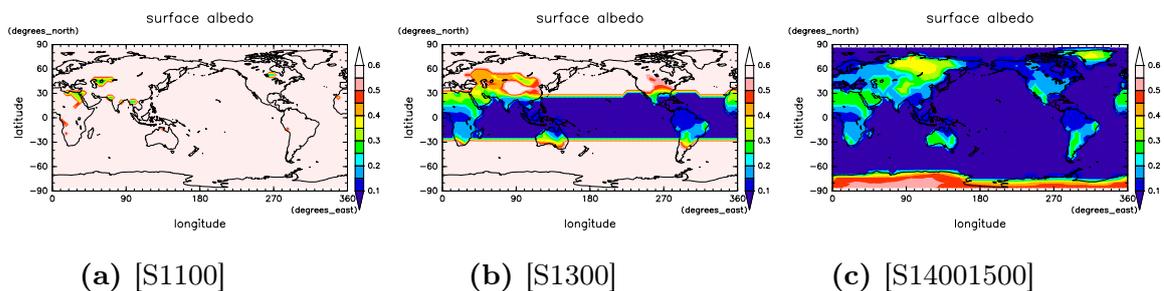


図 1.4: 年平均アルベドの緯度経度分布: (a) [S1100], (b) [S1300], (c) [S14001500]

1.2.3 年平均降水量

図 1.5 に年平均東西平均降水量の緯度分布を示す。太陽定数が増加するにつれて、赤道域での最大値は大きくなり、全降水量は増加している。また、[S1100] では [S1300] では中緯度高圧帯より高緯度側でも降水量は少ないが、[S14001500] では両半球で緯度 60 付近においてもピークが見られる。図 1.6 に年平均降水量の緯度経度分布、[S1100] では、熱帯収束帯が見られないが、[S1300] と [S14001500] では熱帯収束帯が見られる。

[S1100] では [S1300] では中緯度高圧帯より高緯度側でも降水量は少ないが、[S14001500] では両半球で緯度 60 付近においてもピークが見られるのは、[S1100] では全球凍結解であり、[S1300] は緯度約 30 度に氷線を持つ部分凍結解であり、中緯度高圧帯よりも高緯度で温度が低いことが原因であると考えられる。

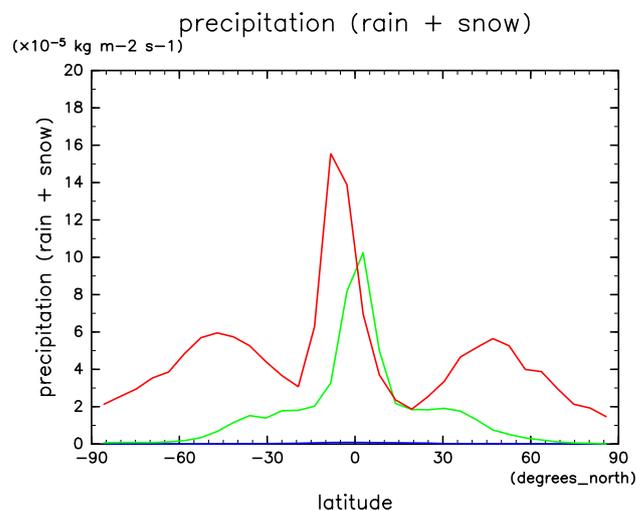


図 1.5: 年平均東西平均降水量. 青線は [S1100], 緑線は [S1300], 赤線は [S14001500] の値を示す.

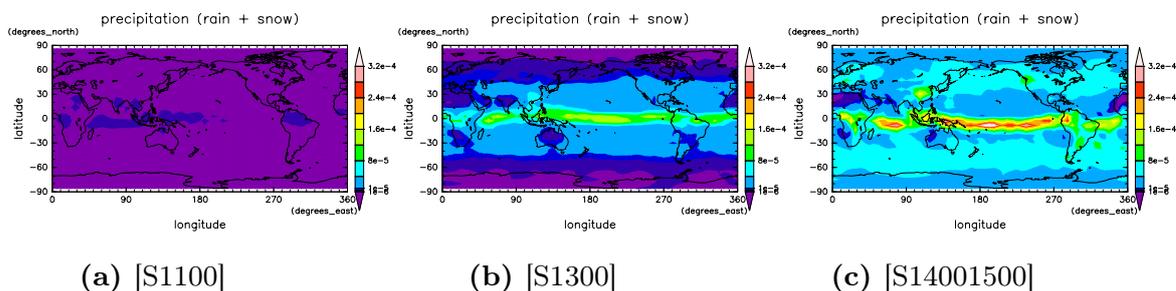


図 1.6: 年平均降水量の緯度経度分布: (a) [S1100], (b) [S1300], (c) [S14001500]

1.2.4 年平均質量流れ関数の子午面分布

図 1.7 に年平均した質量流れ関数の子午面分布を示す. [S1300] と [S14001500] では緯度方向に 3 つの循環セルが見られる. [S1100] では、循環は弱いですが、ハドレー循環とフェレル循環は見られる. 太陽定数が増加するにつれて、赤道域の上昇域が南方向に移動している. また、循環の強度は太陽定数の増加に対して単調増加するわけではない. 例えば、[S1100] と [S1300] を比較すると、[S1300] の方が循環は強いが、[S1300] と [S14001500]

を比較すると、南半球の循環は [S1300] の方が循環の強さが強い。北半球と南半球の循環の強さを比較すると、[S1100] と [S1300] は南半球の方が強いが、[S14001500] は北半球の方が強い。また、ハドレー循環のセルの高さは、[S1300] と [S14001500] においてほとんど同じである。

ハドレー循環の強さについて考察する。図 1.5 を見ると、太陽定数が増加すると、赤道域での降水量は大きくなる。従って、降水に伴う潜熱加熱により鉛直速度が大きくなり、ハドレー循環が強くなると考えられる。しかし、[S1300] と [S14001500] を比較すると、太陽定数が増加したにも関わらず、ハドレー循環の強さは南半球では弱くなり、北半球では変化しない。この原因は気温減率が地表面温度の南北温度差にあると考える。潜熱加熱は大気の気温減率と鉛直速度の積に関係している。従って、[S14001500] の赤道域の降水に伴う潜熱加熱は気温減率が大きいことにより釣り合っている可能性がある。また、図 1.2 より、地表面温度の南北温度差が小さいことから、ハドレー循環は赤道から極方向へあまり熱を輸送しないとも考えることができる。Ishiwatari et al. (2002) によると、太陽定数が増加するにつれて、ハドレー循環の強さは強くなり、ハドレー循環のセルの高さは大きくなる。この傾向は、本研究の結果と一致しない。

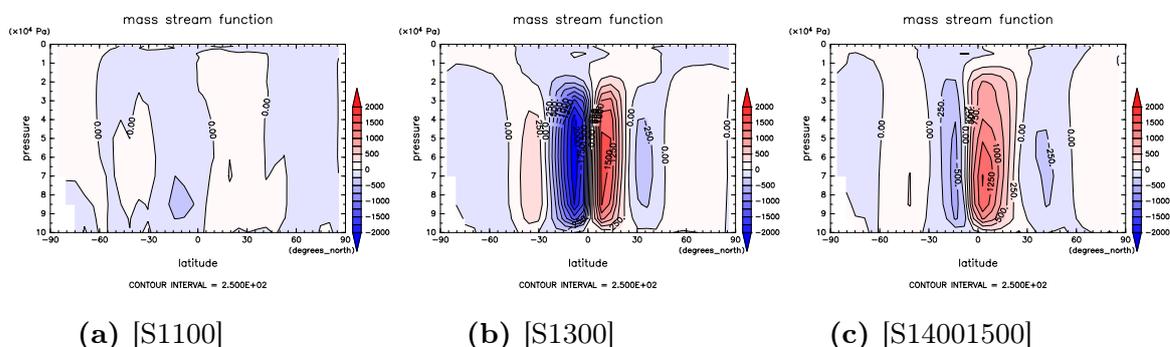


図 1.7: 年平均質量流れ関数の子午面分布: (a) [S1100], (b) [S1300], (c) [S14001500]

1.2.5 年平均東西風の子午面分布

図 1.8 に年平均東西風の子午面分布を示す。どの太陽定数においても地上付近では赤道から極へ向けて東風、西風、東風の分布になっている。[S1300] と [S14001500] において対流圏上層には中緯度にコアをもつ西風ジェットが存在するが、[S1100] では見られない。

[S1300] と [S14001500] を比較すると、西風ジェットは [S14001500] の方が風速が強く、西風ジェットの最大値の高度は [S14001500] の方が高い。

[S1100] で中緯度にコアを持つ西風ジェットが見られないのは、図 1.8a より南北温度差が小さいことによる。[S1300] と [S14001500] で西風ジェットの最大値が異なるのは対流圏界面の高度が [S1300] より [S14001500] の方が高いからである。[S1300] は 2.5×10^4 Pa で最大となり、[S14001500] は 0.5×10^4 Pa で最大となる。 2.5×10^4 Pa における東西風は [S1300] の方が [S14001500] より強く、 10×10^4 Pa から 2.5×10^4 Pa では、南半球で緯度約 76 度、北半球で氷線を持たない [S14001500] より両半球で緯度約 30 度に氷線をもつ [S1300] の方が中緯度における南北温度差が大きいと考えられる。

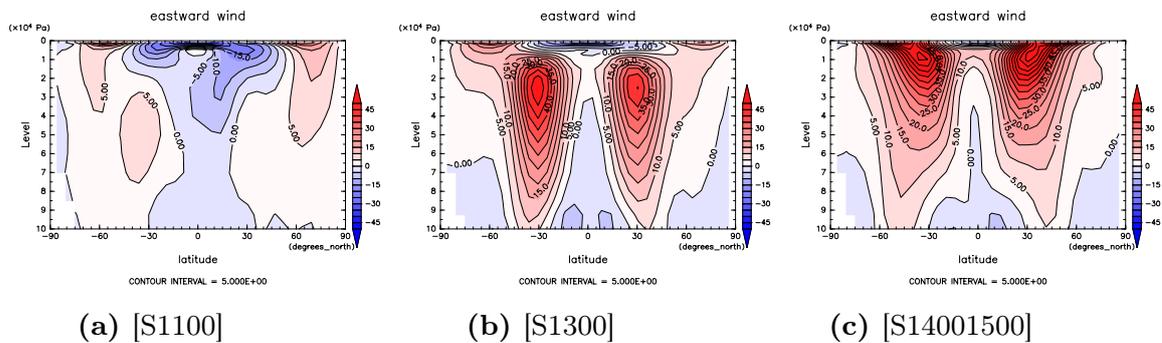


図 1.8: 年平均東西風の子午面分布: (a) [S1100], (b) [S1300], (c) [S14001500]

1.2.6 年平均東西平均温度の子午面分布

図 1.9 に年平均東西平均温度の子午面分布を示す。図 1.9 を見ると、太陽定数が増加するにつれて対流圏界面高度が高くなっている。また、どの太陽定数においても両半球とも、地表面から対流圏界面まででは、中緯度において水平温度勾配は最大であり、赤道から極へ向けて温度が単調減少する特徴が見られる。また、対流圏界面では、赤道から中緯度にかけて温度は大きくなり、中緯度から極にかけて温度は減少している。

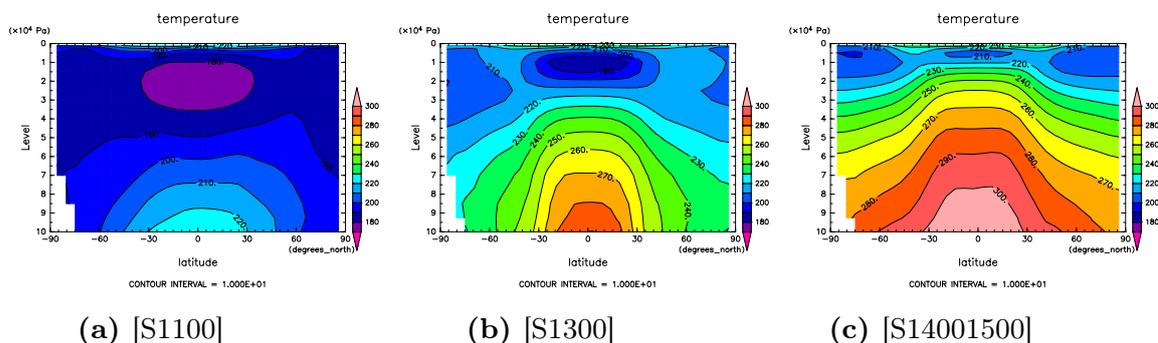


図 1.9: 年平均東西平均温度の子午面分布: (a) [S1100], (b) [S1300], (c) [S14001500]

1.2.7 年平均東西平均南北熱輸送の緯度分布

図 1.10 に年平均東西平均した乾燥静的エネルギーと潜熱の南北熱輸送の緯度分布を示す。図 1.10a によると、[S1100]、[S1300] と [S14001500] では乾燥静的エネルギーの輸送は極向きになっている。乾燥静的エネルギーの輸送量は低緯度と高緯度では [S1100] の場合が最も小さく、中緯度では [S14001500] の場合が最も小さい。[S1300] での乾燥静的エネルギーの輸送量は、北半球では低緯度から中緯度にかけてほぼ一定であり、南半球では低緯度から高緯度にかけて徐々に減少している。[S14001500] では両半球とも低緯度と高緯度で 2 つのピークをもつ。図 1.10b によると、[S1100] では潜熱の輸送はほとんどないことが分かる。[S1300] と [S14001500] では潜熱の輸送は低緯度では赤道向きに高緯度では極向きになっている。ただし、[S14001500] における低緯度の輸送は収束域は [S1300] よりも南半球方向に寄っており、北半球における赤道向き潜熱の輸送の方が南半球における潜熱の輸送より大きい。

1.3 実験結果 – 氷線緯度と太陽定数の関係 –

次に、氷線緯度と太陽定数の関係を調べるために、太陽定数と初期条件を変更した実験を 18 個追加で行った。各実験における初期条件、時間ステップ、雲水、雲氷の消滅時定数を表 1.3.3 に示す。雲水、雲氷の消滅時定数については後ほど考察する。

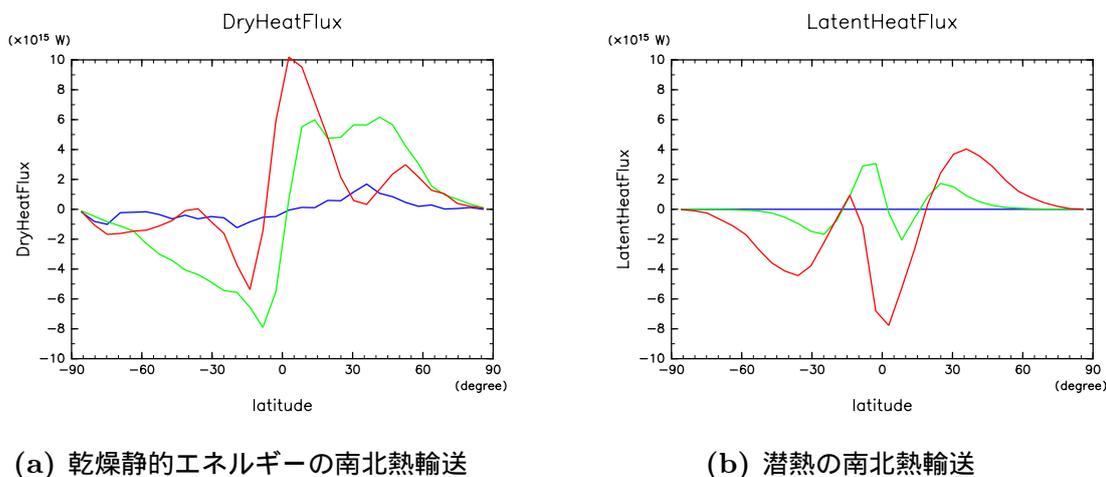


図 1.10: 年平均東西平均の乾燥静的エネルギー (a) と潜熱 (b) の南北輸送の緯度分布. 青線は [S1100], 緑線は [S1300], 赤線は [S1400-1500] の値を示す.

1.3.1 氷線緯度と太陽定数の関係

図 1.11 は実験から得られた氷線緯度と太陽定数の関係である。しかし、この図には積分時間が不十分であると思われる点も含まれる。一方、積分時間が十分であると思われる実験の結果のみを用いた場合の氷線緯度と太陽定数の関係を図 1.12 に示す。ここで、氷線緯度は 271.15 K 前後の格子点の年平均東西平均地表面温度の線形補間で求めた。図 1.11 を見ると、全球凍結解、部分凍結解、氷なし解の 3 つの解が得られた。また、氷線緯度と氷線緯度の関係は南北半球で異なる。北半球では緯度約 18 度より低緯度で、南半球では緯度約 15 度より低緯度で部分凍結解は得られていない。一方、北半球では緯度約 65 度より高緯度で、南半球では緯度約 80 度より高緯度で部分凍結解は得られていない。以上のことから、両半球ともに大氷冠不安定、北半球においては小氷冠不安定が存在するように考えられる。

太陽定数が 1350 W m^{-2} , 1400 W m^{-2} , 1450 W m^{-2} のとき、南半球において異なる氷線を持つ部分凍結解が得られた。例えば、太陽定数が 1400 W m^{-2} のとき、南半球では、280 K の等温静止乾燥大気を初期条件として用いると氷線は緯度約 68 度に現れる。また、太陽定数を 1500 W m^{-2} とし 280 K の等温大気を初期値として 72 年計算したものを初

表 1.3.3: 各実験における設定

| 実験番号 | 太陽定数 | 初期条件 | 時間ステップ | 雲水の消滅時定数 | 雲氷の消滅時定数 |
|------|------------------------|--------------------------------------------------------------------|--------|----------|----------|
| 1 | 1100 W m^{-2} | 280 K の等温静止乾燥大気 | 32 分 | 2460 s | 7800 s |
| 2 | 1200 W m^{-2} | 280 K の等温静止乾燥大気 | 20 分 | 2460 s | 7800 s |
| 3 | 1210 W m^{-2} | 280 K の等温静止乾燥大気 | 20 分 | 2460 s | 7800 s |
| 4 | 1250 W m^{-2} | 280 K の等温静止乾燥大気 | 20 分 | 2460 s | 7800 s |
| 5 | 1300 W m^{-2} | 280 K の等温静止乾燥大気 | 24 分 | 1860 s | 7200 s |
| 6 | 1300 W m^{-2} | 200 K の等温静止乾燥大気 | 20 分 | 2460 s | 7800 s |
| 7 | 1350 W m^{-2} | 280 K の等温静止乾燥大気 | 20 分 | 2460 s | 7800 s |
| 8 | 1366 W m^{-2} | 280 K の等温静止乾燥大気 | 24 分 | 1860 s | 7200 s |
| 9 | 1400 W m^{-2} | 280 K の等温静止乾燥大気 | 20 分 | 2460 s | 7800 s |
| 10 | 1400 W m^{-2} | 200 K の等温静止乾燥大気 | 20 分 | 2460 s | 7800 s |
| 11 | 1410 W m^{-2} | 280 K の等温静止乾燥大気 | 20 分 | 2460 s | 7800 s |
| 12 | 1425 W m^{-2} | 280 K の等温静止乾燥大気 | 20 分 | 2460 s | 7800 s |
| 13 | 1450 W m^{-2} | 280 K の等温静止乾燥大気 | 20 分 | 2460 s | 7800 s |
| 14 | 1475 W m^{-2} | 280 K の等温静止乾燥大気 | 10 分 | 2460 s | 7800 s |
| 15 | 1500 W m^{-2} | 280 K の等温静止乾燥大気 | 6 分 | 1860 s | 7200 s |
| 16 | 1350 W m^{-2} | 太陽定数 1500 W m^{-2} とし 280 K の等温大気を初期値として 72 年計算したもの | 24 分 | 1860 s | 7200 s |
| 17 | 1400 W m^{-2} | 太陽定数 1500 W m^{-2} とし 280 K の等温大気を初期値として 72 年計算したもの | 24 分 | 1860 s | 7200 s |
| 18 | 1450 W m^{-2} | 太陽定数 1500 W m^{-2} とし 280 K の等温大気を初期値として 72 年計算したもの | 12 分 | 1860 s | 7200 s |

期値として用いると、氷線は緯度約 80 度に現れる。一方、北半球では、280 K の等温静止乾燥大気を初期条件として用いると部分凍結解。また、太陽定数を 1500 W m^{-2} とし 280 K の等温大気を初期値として 72 年計算したものを初期値として用いると、氷なし解となる。

図 1.12 を見ると、両半球ともに、全球凍結解、部分凍結解の 2 つの解が得られた。さらに、北半球でのみ氷なし解が得られた。また、氷線緯度と氷線緯度の関係は南北半球で異なる。北半球では緯度約 18 度より低緯度で、南半球では緯度約 15 度より低緯度で部分凍結解は得られていない。一方、北半球では緯度約 65 度より高緯度で、南半球では緯度約 80 度より高緯度で部分凍結解は得られていない。以上のことから、両半球ともに大氷冠不安定、北半球においては小氷冠不安定が存在するように考えられる。

太陽定数が 1400 W m^{-2} のとき、南半球において異なる氷線を持つ部分凍結解が得られた。太陽定数が 1400 W m^{-2} のとき、南半球では、 280 K の等温静止乾燥大気を初期条件として用いると氷線は緯度約 68 度に現れる。また、太陽定数を 1500 W m^{-2} とし 280 K の等温大気を初期値として 72 年計算したものを初期値として用いると、氷線は緯度約 80 度に現れる。一方、北半球では、 280 K の等温静止乾燥大気を初期条件として用いると部分凍結解、太陽定数を 1500 W m^{-2} とし 280 K の等温大気を初期値として 72 年計算したものを初期値として用いると氷なし解となる。

1.4 考察

1.4.1 雲水、雲氷の消滅時定数の変化に対する影響

実験番号 1, 5, 8, 16, 17, 18 では、DCPAM で最適と考えられている雲水、雲氷の消滅時定数よりも小さな時定数を与えて実験を実行した。また、実験番号 14, 15 では DCPAM で最適と考えられている雲水、雲氷の消滅時定数よりも大きな時定数を与えて実験を実行した。ここではその影響について考察する。

??節と同様の考察により、時間ステップに対して、表??における値より小さい雲水、雲氷の消滅時定数を設定した実験 (実験番号 1, 5, 8, 16, 17, 18) では、地表面温度は大きくなると考えられる。その結果、本来の氷線緯度は図 1.11, 1.12 よりも赤道寄りに位置するだろう。一方、表??における値より大きい雲水、雲氷の消滅時定数を設定した実験 (実験番号 14, 15) では、地表面温度は小さくなると考えられる。その結果、本来の氷線緯度は図 1.11, 1.12 よりも極寄りに位置するだろう。

しかし、氷線緯度と太陽定数の関係の特徴には本質的には影響はない。上記の影響を考慮しても、両半球ともに、全球凍結解、部分凍結解の 2 つの解が得られ、さらに北半球でのみ氷なし解が得られた。また、氷線緯度と氷線緯度の関係は南北半球で異なり、北半球では緯度約 18 度より低緯度で、南半球では緯度約 15 度より低緯度で部分凍結解は得られていない。一方、北半球では緯度約 58 度より高緯度で、南半球では緯度約 72 度より高緯度で部分凍結解は得られていない。

なお、上記の影響により、氷線緯度がどの程度変化するのは詳細な検討が必要である。

1.4.2 部分凍結解の初期値依存性

図 1.11 を見ると、例えば、太陽定数 1400 W m^{-2} のとき、南半球において、異なる氷線を持つ部分凍結解が得られることが分かる (表 1.4.4)。そこで、その 2 つの場合について、氷線近傍における地表面温度を比較する。以下では、初期条件を 280 K の等温静止乾燥大気、太陽定数を 1400 W m^{-2} とした実験を [S1400] と呼ぶ。図 1.13 は [S1400]、[S14001500] から得られた氷線付近の地表面温度分布である。年平均氷線付近の地表面温度分布を見ると、最も低緯度の凍結した格子点が 2 格子点ずれることが分かる。

この異なる氷線を持つ部分凍結解は、これまでに行われてきた EBM を用いた実験 (North, 1981, 図??; Ishiwatari et al., 2007, ??) や GCM を用いた実験 (Ishiwatari et al., 2007, 図??) では存在しない。

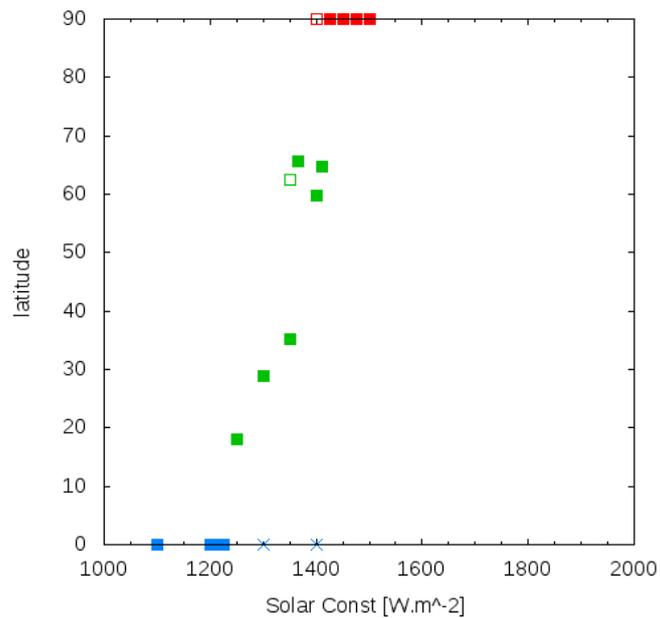
Ishiwatari et al. (2007) と本研究を比較すると、Ishiwatari et al. (2007) では、海の熱容量をゼロとし、灰色大気を持つ全球惑星を扱っているが、本研究では海洋の熱容量を考慮し、地球の大気組成、海陸分布を持つ惑星を扱っている。これらの影響により、部分凍結解の初期値依存性が現れた可能性はある。ただし、これらの違いのうち、どの違いが影響を与えるのかはより詳細な解析が必要である。

そこで、GCM に比べて過程が単純であり、計算時間もかからない EBM を用いて部分凍結解の初期値依存性が現れるのか否かを次章で検討する。

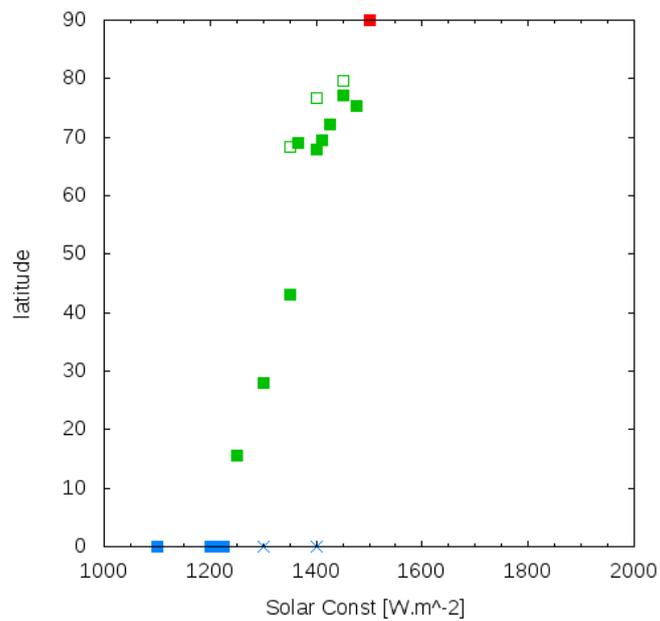
なお、この異なる氷線を持った部分凍結解の存在により、氷線緯度と太陽定数の関係における部分凍結解のプランチの詳細な構造はわからない。しかし、全球凍結解、部分凍結解、氷なし解の存在や南北半球の差の存在は変わらない。

表 1.4.4: 実験設定 2

| 実験名 | 太陽定数 | 初期条件 | 積分時間 | 氷線緯度 (南半球) |
|-------------|-------------------------|---------------------------------------------------------------------|------|---------------|
| [S1400] | 1400 W m^{-2} | 280 K の等温大気 | 96 年 | 67 度 |
| [S14001500] | 1400 W m^{-2} | 太陽定数 1500 W m^{-2} とし 280 K の等温大気を初期値として 72 年計算したもの | 66 年 | 76 度 |

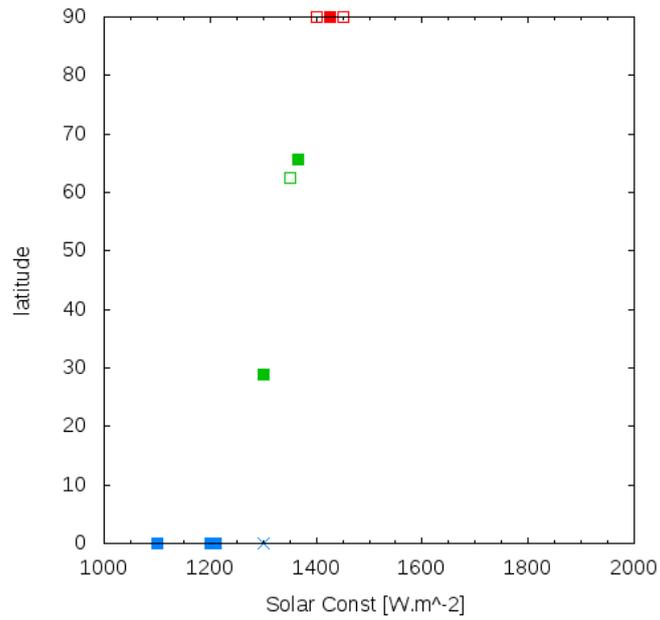


(a) 北半球

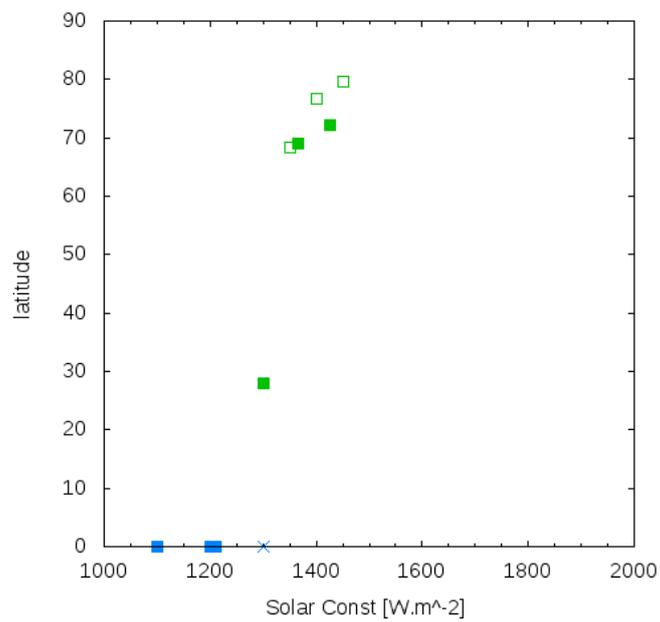


(b) 南半球

図 1.11: 氷線緯度と太陽定数の関係. 塗りつぶされた点は 280 K の等温静止乾燥大気を初期条件としたもの, バツ印は 200 K の等温静止乾燥大気を初期条件としたもの, 初期条件を 280 K の等温大気, 太陽定数を 1500 W m^{-2} とし 72 年計算したものを初期条件としたものである. また, 青色は全球凍結解, 緑色は部分凍結解, 赤色は氷なし解である.



(a) 北半球



(b) 南半球

図 1.12: 氷線緯度と太陽定数の関係. 積分時間が足りない可能性があるものを除いた. マークの意味は図 1.11 と同様である.

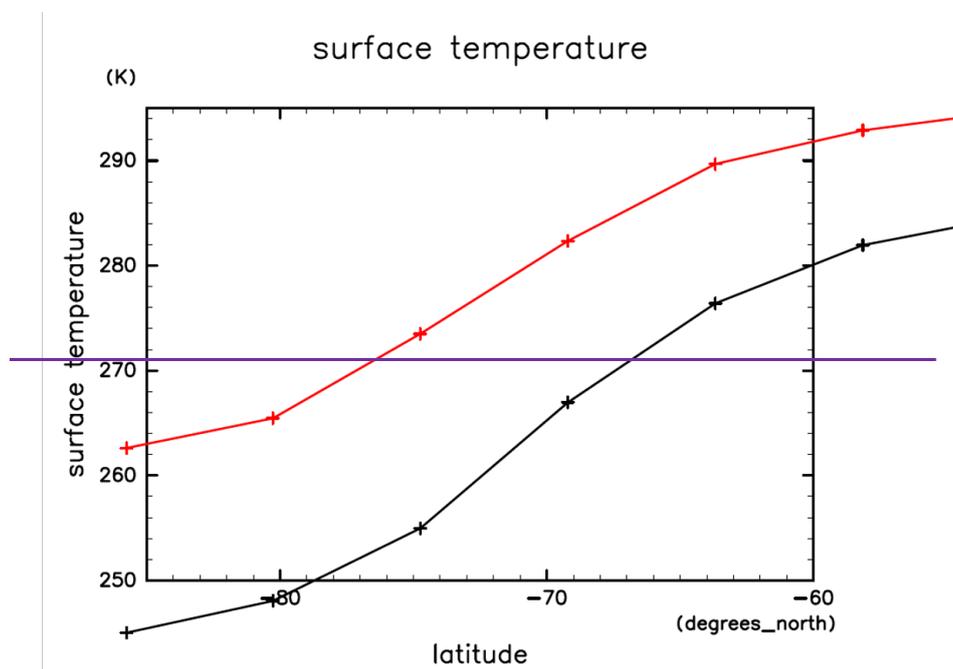


図 1.13: 年平均東西平均した氷線付近の地表面温度の緯度分布. 黒線は [S1400] の結果, 赤線は [S14001500] の結果である. また, 各格子点を + 印で表す. 紫線は 271.15 K の凝固点を表す.