

地球大気の初期進化について

Early Evolution of the Earth Atmosphere

学生番号 22090312

渡辺 健介

WATANABE Kensuke

北海道大学 理学部 地球惑星科学科

惑星宇宙グループ

Department of Earth and Planetary Sciences, Undergraduate school of Science,

Hokkaido University,

Planetary and Space Group

指導教官 : 倉本 圭 教授

2013 年 2 月 19 日

要旨

現在の地球には多種多様な生命が生きており、このような惑星のことを“ハビタブルプラネット”という。しかしなぜ太陽系の惑星の中で地球だけがハビタブルな惑星になれたのか。宇宙の中で生命が誕生するのに適した領域を表すハビタブルゾーンの中に地球はあるが、それだけで現在のような地球にはなることはできない。そこで今回は地球が形成されてからどのように進化してきたのかについて、大気進化をもとに考える。

本卒業論文はまず Hessler, A. M., *Earth's Earliest Climate. Nature Education Knowledge* **3(5):6** (2011). のレビューを行い、大気がどのようなイベントによって進化してきたのか、主に地層に残されている証拠から考える。そして太陽や地球内部の変動、そして生命活動が大気に与える影響を総合的に考えることを目的とする。本論文で注目した主な内容は、地球の歴史の初期において海が存在していたこと、暗い太陽のパラドックス、そして現在の地球が生命に満ち溢れている要因の1つである酸素の出現と蓄積についてである。

次に Hessler (2011) では述べられていない、初期地球における大気散逸プロセスについても考える。地球の歴史の初期において水素が大量に大気中に存在し、水素の散逸が顕著に起きていたと考えられている。本研究ではまず、初期地球で起きていた大気散逸プロセス、特に流体力学的散逸についての基礎的な法則について理解する。そして梅本 (修士論文, 2012) で用いられた水素一成分大気における、球対称一次元を仮定した時間発展非粘性流体方程式の数値モデルを等温大気に適用し、数値計算を行った。この等温大気モデルを考える目的として、流体力学的散逸プロセスの理解と、数値計算手法を理解することが挙げられる。この数値モデルでは質量保存を満たす、CIP-CSL2法を用いる。

球対称な等温大気の定常散逸には以下のような性質があることが理論的に導かれる。大気の密度分布は下層において静水圧平衡にほぼ従い、そこでは流速は小さい。流速は臨界点を通りながら外向きに増加する。惑星質量、半径、ならびに下部境界における数密度を固定した場合、質量フラックスは、散逸パラメータの値が大きくなると重力による束縛のため小さくなる。この系について、時間発展を数値的にといたところ、基本的に解析解と一致する結果が得られた。十分長時間、時間積分をすることにより、質量フラックスが計算領域内でほぼ一定となる定常解に漸近していくことが確かめられた。

目次

1	はじめに	1
1.1	背景	1
1.2	本論文の構成	1
2	太古の地球における気候変動と生命進化	3
2.1	地球形成後の地表環境	3
2.2	始生代の環境	4
2.3	原生代における生命と気候変動	8
3	詳説ノート	10
3.1	ジルコンによる環境推定	10
3.2	原始大気	13
3.3	暗い太陽のパラドックス	13
3.4	低い太陽光度を補うための温室効果	15
3.5	酸素の出現と蓄積	18
4	初期地球における大気散逸	29
4.1	大気散逸の概観	29
4.2	流体力学的散逸	29
4.3	流体力学的散逸の基礎理論	32
5	等温大気における数値計算モデル	44
5.1	基礎方程式	44

5.2	計算設定	45
6	モデルの適用	46
6.1	計算結果と考察	46
6.2	数値計算のまとめ	55
7	まとめ	56
8	謝辞	58
付録 A	Hessler (2011) の全訳	59
A.1	世界最古の気候	59
付録 B	大気散逸プロセス	69
B.1	熱的散逸	69
B.2	非熱的散逸	71
B.3	天体衝突による散逸	72
付録 C	数値計算モデル	73
C.1	CIP 法	73
C.2	セミ・ラグランジュ法	74
C.3	CIP-CSL2 法	76
C.4	CFL 条件	78
参考文献		79

1 はじめに

1.1 背景

現在の地球は生命で満ち溢れている。地球は太陽系において唯一のハビタブルな惑星であるが、地球がどのような進化を経験してきたのか、未だ多くの謎が残っている。特に初期の地球環境はそれを示す証拠があまり残っていないため、モデルを構築し、推測しなければならない。

また地球の今日と始生代の環境は著しく異なっており、太陽や地球内部の活動、そして生命が影響を与え、また影響されてきたと考えられている。更に地球環境において大気進化が重要な役割を果たしている。地球と似た惑星である金星は厚い二酸化炭素に覆われており、地表面温度は 460°C にも達しているが、地球はそうではない。他にも土星の衛星タイタンと木星の衛星ガニメデやカリストは同程度の大きさ、質量を持っているがタイタンは窒素の厚い大気を持つ一方、ガニメデやカリストにはそれがない。このように太陽系の天体は多様な大気を保持している。天体がこのように異なった大気を持つためには、現在までに大気進化が起きており、その中でも大気が宇宙空間に散逸していくプロセスが、天体における大気の色や組成を決める最も重要なプロセスだと考えられている。初期地球における大気進化を理解しようとする最も切実な理由として、地球や他の惑星の起源や進化を考える上で必要であることが挙げられる。初期地球の環境が分かれば、太陽系外惑星における”ハビタブルプラネット”を探すことに役立ち、さらに見つけ易くなるかもしれない。

本論文では、地質から求められた過去の地球の環境について太陽や地球内部の変動、そして生命が大気に与えた影響を考慮しながら総合的に考え、さらに初期地球で起きていたとされる大気散逸プロセスを理解することが目的である。そして当時起きていたとされる流体力学的散逸における簡単なモデル(等温大気モデル)を考えることで数値計算の手法を理解する。

1.2 本論文の構成

本論文では、まず2章で Hessler, A. M., *Earth's Earliest Climate. Nature Education Knowledge* **3(5):6**, (2011). の内容をまとめ、3章は2章の内容を詳しく述べた詳説ノートである。4章以降は Hessler (2011) で述べられていない、大気散逸について論じる。4章で大気散逸の概要と、初期地球で起きていたと考えられる流体力学的散逸について詳しく述べる。また、簡単な仮定をおいた等温大気モデルやポリトロップ大気モデルについての基礎理論を考える。5章では梅本 (2012) において構築された流体力学的散逸の質量保存を満たす数値モデルを紹介し、等温大気モデルに適用する。6章では等温大気モデルについて4の基礎理論から求めた解析結果、5章の数値計算より求めた結果を比較し、考察をおこなう。最後に7章で全体のまとめを示す。付録として、Hessler (2011)

の全訳を掲載し、そして様々な大気散逸プロセスについて紹介する。また、5章の数値モデルで使われた計算方法を載せた。

2 太古の地球における気候変動と生命進化

2.1 地球形成後の地表環境

地球が形成されたのは、隕石の放射年代測定 (U-Pb 法) から、現在から約 45 億年前と考えられている。その地球形成当初の環境はどのようなものだったのだろうか。地球の誕生から最初の数億年間を冥王代と言うが、当時の岩石などの地質学的証拠はほとんど見つかっていない。これは 38 億年前までに起きた後期重隕石爆撃 (LHB: Late Heavy Meteorite Bombardment) によって、それ以前にあった岩石や地殻が破壊されてしまったためと考えられている。しかし、そんな過酷な環境であったにもかかわらず、西オーストラリアのジャックヒルズや西グリーンランドのイスアにはわずかながら冥王代の証拠が残っている。その証拠とはジャックヒルズにあるジルコン粒子やイスアにある枕状溶岩と堆積岩である。

2.1.1 ジルコン粒子

西オーストラリアのジャックヒルズから産出したジルコン粒子は一番古いもので 44 億年前のものが知られている (Peck et al. 2001)。その小さなサイズにも関わらず、これらの粒子には地球が形成されてから間もない時代の表層環境に関する記録が残されている。数ミクロン幅のイオンビームによって分析されたその化学的性質は、これらのジルコン粒子が地殻の一部として形成され、液体の水が存在していたことを示唆している (Wilde et al. 2001)。

2.1.2 生命の痕跡

西グリーンランドのイスアにある地層から 39 億年前 ~ 37 億年前の枕状溶岩と堆積岩が発見されている。枕状溶岩は水中に溶岩流が流入したときに作られるものであるため、この時期には液体の水が存在していた可能性が高いと考えられる。また堆積岩の中には、生命の存在を示唆するような炭素同位体の証拠が見つまっている (Rosing 1999)。堆積岩の一部は深海において堆積したものであり、現在の海洋の有機物に富む泥に似た、炭素同位体の痕跡を持つ泥の層が含まれている。現在の海洋のように、炭素に富む層は浮遊性細菌が海洋表面で死に、海底へと沈んで行くことで堆積したと考えられている。冥王代後期には、すでに現在の海洋のような海が広がり、生命が進化していた可能性がある。

また、現在の地球では極限性微生物の存在が知られている。この生物は温度にして約 120°C まで (Kashefi and Lovely. 2003)、深さにして約 3km まで (Lin et al. 2006) の環境に適応できると考え

られている。極限微生物が 39 億年前から存在し、LHB を生き残るために、厳しい環境の地中深くに生存領域を拡大していったのかもしれない (Abramov and Mojzsis. 2009)。

2.2 始生代の環境

2.2.1 液体の水の証拠

次に冥王代後の 38 億年から 25 億年前までの始生代について述べる。この時代の証拠は主に西グリーンランドのイスアや南アフリカのバーバートン、西オーストラリアのピルバラなどに残されている。それらの地域には、始生代の地球環境についての古気候、つまり気温や大気組成などの情報を持つ古い地質体が保存されている。特にバーバートンには、豊富な証拠が残されている。ここでは、バーバートンから得られた証拠から、始生代の地球環境を考える。

南アフリカのバーバートンには 32 億年前に堆積したグリーンストーンテレーン (緑色岩体) がある。緑色岩とは海洋地殻を形成している玄武岩マグマが噴出して堆積し、その後、熱や海水などによる変質・変成作用によって緑泥岩や緑蓮石などの緑色鉱物が晶出して、濃緑色を呈するようになった岩石のことである。図 2.1 にバーバートンの緑色岩体に記録されている当時の地表プロセスの例を示す。砂岩中の漣痕、潮汐によって堆積した砂岩と頁岩の互層、水流によって作られた斜交層理、そして川によって運ばれた丸い礫岩などといった、液体の水が存在していたことを示す証拠が存在していることが分かる。

さらに、この地層には氷河による堆積物または浸食作用の証拠が存在していない。具体的には、分級を受けていない漂礫土、ドロップストーン、岩盤上の氷河の削痕が当時の地層からいまだ見つかっていない。この自由に動ける液体の水が存在しているという証拠より、当時の地表面温度が 0°C 以上であったと推測できる。

2.2.2 始生代の温度推定

35~32 億年前の温度をより正確に求めるために、緑色岩体に残されているチャートなどの酸素同位体値 ($\delta^{18}\text{O}$) を測定する研究がおこなわれている。チャートができるプロセスとして一般的に、流体 (海水や熱水など) から直接堆積する、シリカに富む海洋生物の殻として海底に堆積する、他の“前駆体” 鉱物の珪化の結果として形成される、などがある。また、チャートはバーバートンに豊富にみられ、そして海水から直接沈澱することができるため、古海洋に関する重要な情報を保持していると考えられている。

チャートなどの化学岩の安定酸素同位体から当時の海洋の温度を推定することができる (Zachos et al. 2007)。最近の地質時代については、炭酸塩岩 (石灰岩, CaCO_3) をもとにした温度推定が行わ

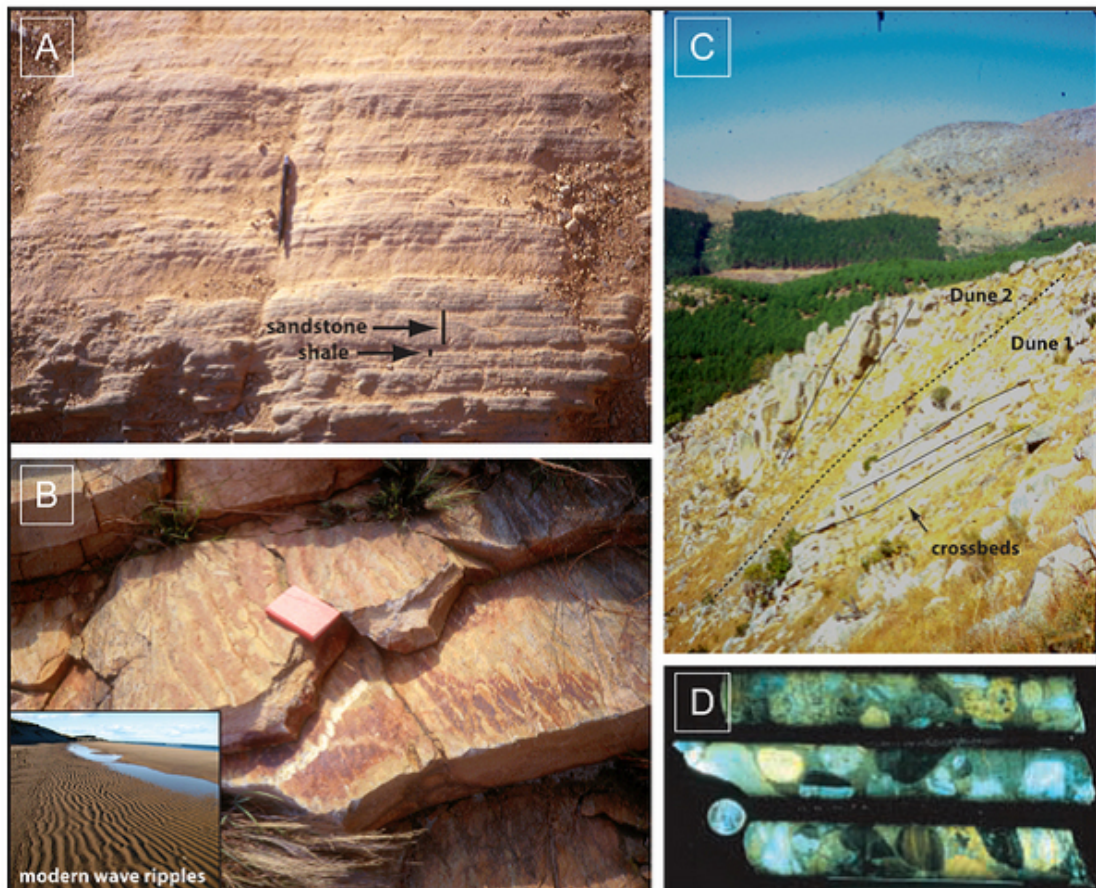


図 2.1 南アフリカ、バーバートンにあるグリーンストーンテレーンに保存された地表プロセス。(A) 浅海堆積物由来の薄い砂岩と礫岩の互層、(B) 現在の河川堆積物由来の波紋の様な痕跡を残す砂岩中の波紋、(C) 浅海堆積物由来の斜交層理を示す砂丘、(D) 金鉱から河川によって運ばれて丸くなった礫岩のボウリングコア。Hessler (2011) より引用。

れているが、バーバートンには炭酸塩岩は産出していないため、豊富にあるチャートが用いられている。チャートが海水から析出するとき、海水温度 (T) に応じてさまざまな割合の同位体元素 ^{18}O を得る。この関係は次式に従う (Clayton et al. 1972)。

$$(3.09 \times 10^6 T^{-2}) - 3.29 = \delta^{18}\text{O}_{\text{chart}} - \delta^{18}\text{O}_{\text{seawater}} \quad (2.1)$$

実際にバーバートンのチャートを測定してみると、 ^{18}O に強く乏しい。当時の海洋の $\delta^{18}\text{O}$ 値が現在値と同じと仮定を置いて温度を求めると、式 (2.1) より始生代の海洋温度は 70°C 未満と推定されている (Kasting et al. 2006, Jaffres et al. 2007)。また最近では、バーバートンのチャートについて酸素同位体比だけでなく、水素同位体比 (δD) も用いて調べることで、 40°C 未満の温度の海水から析出したであろうチャートが発見された。しかし、これらの推定温度を求めるためにおいた仮定の妥当性はよく分からない。さらに、バーバートンにあるリン酸塩の $\delta^{18}\text{O}$ 値からも海水温が推定されている (Blake et al. 2010)。ここからは始生代の海洋温度は $26\sim 35^\circ\text{C}$ の間にあると推定されている (Hren et al. 2009)。また同様に海水の同位体値は変化していないという仮定を支持している (Knauth and Lowe. 2003)。

当時の温度推定をするための他の制約として、チャートにおけるシリカの溶脱反応が挙げられる。気温 70°C の環境においては、チャートの主成分のシリカが容易に溶脱すると考えられている (Sleep and Hessler. 2006)。これは現在の湿潤高温な気候において見られる石灰岩の溶脱プロセスと同様であり、砂岩中の石英粒子表面上の微小なエッジング、礫岩中のチャート岩石上にある微小カルスト地形、チャート層の上部に保存されたカルスト地形といったさまざまなスケールでプロセスの痕跡を残す。しかし、これらの痕跡は始生代の岩石から見つかっていないため、地球表面温度は 70°C 以下であったと考えられている。以上より、始生代の環境は氷河が形成されるような低温な温度では無く、かつチャート内のシリカが溶脱反応を起こすような高温な環境ではない可能性が高い。

また Hessler and Lowe (2006) によると、バーバートンの堆積岩中の岩屑*¹は、現在温帯と熱帯の間で起きている様な化学的風化作用を経験したと述べている。しかしこれは、降雨量や風化を促す流体の酸性度、岩屑が風雨にさらされた時間の長さといった変数も考慮しないといけないため、さらに研究が必要である。

2.2.3 暗い太陽のパラドックス

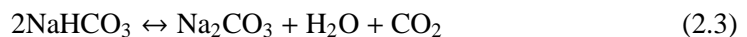
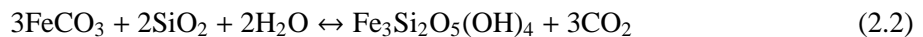
前節までの結果によると、始生代の環境は比較的温和であった可能性がある。しかし、恒星の進化を考えると始生代の太陽の明るさは現在の太陽の約 80% しかなかったとされている (Gough 1981)。この明るさでは、地球表面の温度は氷点以下になっており氷に覆われていたと考えられる

*¹ 風化作用を受けた岩石などが集積したもの。

が、実際にはじめて広範囲に氷河が形成されたのは約 23 億年前であった。また始生代を通じて極端に寒冷な環境になった証拠がないため、このギャップを埋めるために、解決策として現代の温室効果のようなものを考える。南アフリカのバーバートンや西オーストラリアのピルバラには直接大気と触れて堆積した岩石がある。その証拠の制約より次節でどのような温室効果が有効なのか述べる。

2.2.4 温室効果

温室効果の寄与を考えるために、まずはじめに温室効果ガスを考える。その温室効果ガスは、主に CO_2 や CH_4 が挙げられる。 CO_2 のみの寄与で地球を暖めようとするとき、始生代の大気は現在の大気中レベル (PAL: Present Atmospheric level) の 100~1000 倍もの CO_2 濃度が必要であったと Kasting (1993) では述べている。これをバーバートンの堆積岩にある鉱物を用いて検証してみる。バーバートンの岩石には沈澱をおこすために一定の CO_2 量が必要な鉱物がある。それは、菱鉄鉱 (FeCO_3) とナークライト (NaHCO_3) である。以下の平衡反応式は、温度に応じて右側にある CO_2 を増加させると左側へと反応を強制させるため、菱鉄鉱 (Fe-System) かナークライト (NaH-system) のどちらか一方が沈澱することを示している。



菱鉄鉱は河川にある 32 億年前の礫岩由来の丸石の風化皮膜中 (Hessler et al. 2004) に、またナークライトは 34 億年前の海洋堆積岩中 (Lowe and Tice 2004) に保存されている。気温 25°C でこれらの鉱物を沈澱させるために必要な CO_2 濃度は、最低で 7~10PAL である (Eugster 1966)。また、最近の研究において、始生代の浅海堆積物中にある菱鉄鉱と平衡関係にある磁鉄鉱 (Fe_3O_4) の存在より、 CO_2 濃度の上限は 10PAL 以内としている (Rosing et al. 2010)。しかし、 CO_2 濃度が 10PAL 以下という値では光度が低い初期太陽を補うほどの温室効果は期待できない。

次に別の温室効果ガスであるメタン (CH_4) を考えてみる。酸素を発生させる光合成の出現より以前の生命体の多くが CH_4 の生産者であったと考えられている (Kharecha et al. 2005)。光合成細菌が有機物を生成し、メタン生成菌が有機物を消費しメタンを生成するという、無酸素生態系は 34~32 億年前の浅海環境で繁栄していたであろう (Tice and Lowe 2006)。そのため、始生代環境下では CH_4 濃度が高かったと推測されている。しかし、室内実験より大気中の CH_4 濃度が CO_2 濃度と等しくなる時、炭化水素ヘイズが作られる (Trainer et al. 2006)。現在土星の衛星のタイタンに見られるような炭化水素ヘイズは、太陽光を妨げるため、 CH_4 に富む大気は自己冷却のリスクがある。言い換えると、“反温室効果”のため、惑星の温度は低くなる。そのため、 CO_2 - CH_4 の温室効果が存在した可能性は高いが、高濃度のそれは存在していなかったと考えられている (Haqq-Misra et al. 2008)。

また Goldblatt et al. (2009) において、大気中の窒素 (N_2) 濃度が上昇することで、 CO_2 - CH_4 の温

室効果を強める働きがあるとしている。これは N_2 が大気圧を増大させることで、 CO_2 や CH_4 が吸収できる放射量が増加するためである。 N_2 濃度が 2 倍になると、 $4.4^\circ C$ の温度上昇につながると考えられている。 N_2 は始生代中活発であった火山活動によって、濃度が高かったであろうとしている (Mather et al. 2004, Goldblatt et al. 2009)。その後、光合成による窒素固定を経て、 N_2 は大気から除かれ、岩石中に閉じ込められていったことで、現在の N_2 濃度になったと考えられている。



今度はアルベドの寄与を考えてみる。低い惑星アルベドが初期地球を暖めるのに役にたっていたことが示唆されている (Rosing et al. 2010)。アルベドは地球の反射率を表し、高いアルベドは地球が太陽光を熱として捕まえるというよりむしろ、より太陽光を宇宙空間に反射することを意味している。以下のことを仮定すると、当時のアルベドは現在よりも低かったと考えられる (Rosing et al. 2010)。アルベドは陸域が小さいことや、雲が透明なことで大きくなるとされる。オーストラリアのジャックヒルズにあるジルコン粒子より早ければ 44 億年前に陸地が存在していた可能性がある。しかし出現がはっきりしている陸地はバーバートンやピルバラに保存されている 35~32 億年前の地塊のみなので、その後徐々に陸地は増えていったと考えられているため、アルベドは小さかったとされる。

2 目については、今日の雲を作っている“元”を比較すると分かりやすい。雲は雲凝結核 (CCN) ^{*2} の存在量に起因して、太陽光を宇宙に反射する効果がある。現在の地球においては、植物 (真核生物) によって大気中に放出される酸化硫黄ガスが CCN の約 50% を占めている。しかし、真核生物の進化以前の始生代において、基本的に雲の形成を促すのに役にたつ生物起源の CCN がなく、CCN は非有機的に生成される粒子 (ちり、塩、すすなど) のみと考えられている。そのため、始生代の雲は今日ほど濃くなく、反射率が低かった可能性が指摘されている (Rosing et al. 2010)。陸域が小さいことや雲密度が小さいことで、低い太陽放射でもそのエネルギーを十分に吸収し初期地球を暖めていた。しかしアルベドの寄与だけでは、パラドックスは解消できないため、先ほど述べた温室効果ガスの寄与も同時に考えることで解決策を見出すことができるだろう。

2.3 原生代における生命と気候変動

今回は始生代後の原生代における生命と気候変動の関係について考える。西オーストラリアのピルバラに保存されている岩石中に最古のシアノバクテリアの証拠がある (Brocks et al. 1999)。シアノバクテリアとは、光合成によって酸素を生み出すという特徴をもつものであり、またその証拠というものは生物活動によって生産されたと考えられる炭化水素の“バイオマーカー”である。しかし、後の研究 (Rasmussen et al. 2008) によって、このバイオマーカーはその時代以降のものが入り

^{*2} 気体の水蒸気から液体の水に凝結するときに核として働く微粒子。

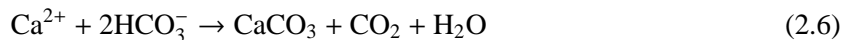
込んだ汚染物質であり、さらに酸素生産バクテリアを特定するようなものではないと指摘されている (Rashby et al. 2007).

酸素の存在を示す古い証拠は他にも考えられている。ピルバラにある 25 億年前の頁岩中の鉱物が弱く酸化していることを示す証拠より、酸素発生型光合成生物の進化はそれ以前に起きていたかもしれない (Anbar et al. 2007). その後、24 億 5 千万年前から 23 億 2 千万年前までにかけて大酸化イベントが起き、無酸素状態から現在に近い状態まで地球の大気は変化していったと考えられている (Bekker et al. 2004). 大酸化イベントによってその後の地層から酸化鉱物が世界中の堆積岩に広く見られるようになり、シアノバクテリア (Hofmann 1976) や真核生物 (Knoll et al. 2006) の最古と考えられている化石が岩石中に現れている。

大気中に酸素が放出されるようになったと同時期に地球ははじめて全球凍結を経験した (Marmo and Ojakangas 1984, Evans et al. 1997). 酸素によってメタンが酸化され、温室効果の弱い二酸化炭素に変化する。更に 24 億年前に起きた大規模な大陸の分裂によって、新たに露出した地殻の風化作用時に CO_2 が消費されて温室効果が弱まったと考えられている。 (Evans 2003, Melezhik 2006).



その後、新しく開かれた熱帯の海路に豊富に海成炭酸塩が沈澱した。



さらに、原生代初期の氷河作用は現在の酸素を含む大気を形成する酸素生成バクテリアの出現や、それに続いてメタン生成微生物と炭素に富んだ大気の減少を示した。もうひとつの重要なイベントとして約 5 億 8 千万年前におきた全球凍結がある。それによって大気や深海の O_2 が現在の濃度まで最終的な上昇をし、陸上に複雑な生命が発生した“カンブリア爆発” (Narbonne and Gehling 2003) が起きたと考えられている。

3 詳説ノート

3.1 ジルコンによる環境推定

3.1.1 ジルコンについて

西オーストラリアのジャックヒルズにある約 44 億年前の地層から発見されたジルコン粒子には、地殻の存在と液体の水の存在が記されていると考えられている。そのジルコン粒子には放射性元素のウランが含まれているため、年代測定より形成年代が推定できる。ジルコンの化学式は ZrSiO_4 であり、ジルコニウム (Zr) とケイ素 (Si)、酸素 (O) の原始が一定の割合で結びつき、結晶を作りだしている。微量のウランがこの結晶構造の中の原子と置き換わる形で含まれる場合がある。しかし、ウランが放射壊変することで作られるような鉛の原子は大きくて結晶構造中のどの原子とも置換しにくいいためジルコン形成当初は含まれていないと考えることができる。またイオンマイクロプローブを用いてジルコンの中にある酸素の同位体比を調べると、ジルコンの形成環境がわかる。酸素同位体比では主に ^{16}O と ^{18}O の比 $^{18}\text{O}/^{16}\text{O}$ を用いた $\delta^{18}\text{O}^*$ を考える。

3.1.2 液体の水の存在

地球のマントルにおける $\delta^{18}\text{O}$ はよく知られており、マントルで生成するマグマはほぼ同じ酸素同位体比を持っている。従来ではジルコン粒子が形成された 44 億年前は超高温な気候であり、ジルコンの酸素同位体比は原始地球のマントルと同じ値を持つだろうと考えられていた。だが、Valley (2005) によるとジルコンの酸素同位体比は最大で 7.4 と高い値に及んだとしている (図 3.1 参照)。この高い値は何を意味しているのか。低温の地表面に存在する岩石が雨水や海水と化学反応を起こすことで、酸素同位体比が高くなる場合がある。この高い $\delta^{18}\text{O}$ を持つ岩石が地下深部に埋没し融解することにより、高い $\delta^{18}\text{O}$ のマグマが作られ、そしてそのマグマが固結することで高 $\delta^{18}\text{O}$ を持つジルコンができると考えられている。

もしジルコンが形成された時に、マグマオーシャンが地球表面を覆っていたとすると、地球内部でできた高温の岩石に見られる結晶のように、ジルコンの $\delta^{18}\text{O}$ は 5.3 付近に集中するはずである。しかし、 $\delta^{18}\text{O}$ が 7.4 という高い値をとったため、地球表面の温度が低く、そして液体の水が存在していた可能性が指摘されている。

$$^*3 \delta^{18}\text{O} = \frac{(^{18}\text{O}/^{16}\text{O})_{\text{SAMPLE}} - (^{18}\text{O}/^{16}\text{O})_{\text{SMOW}}}{(^{18}\text{O}/^{16}\text{O})_{\text{SMOW}}} \times 10^3$$

ここで、SAMPLE は試料、SMOW は標準試料の現在の平均的な海洋の値を示す。

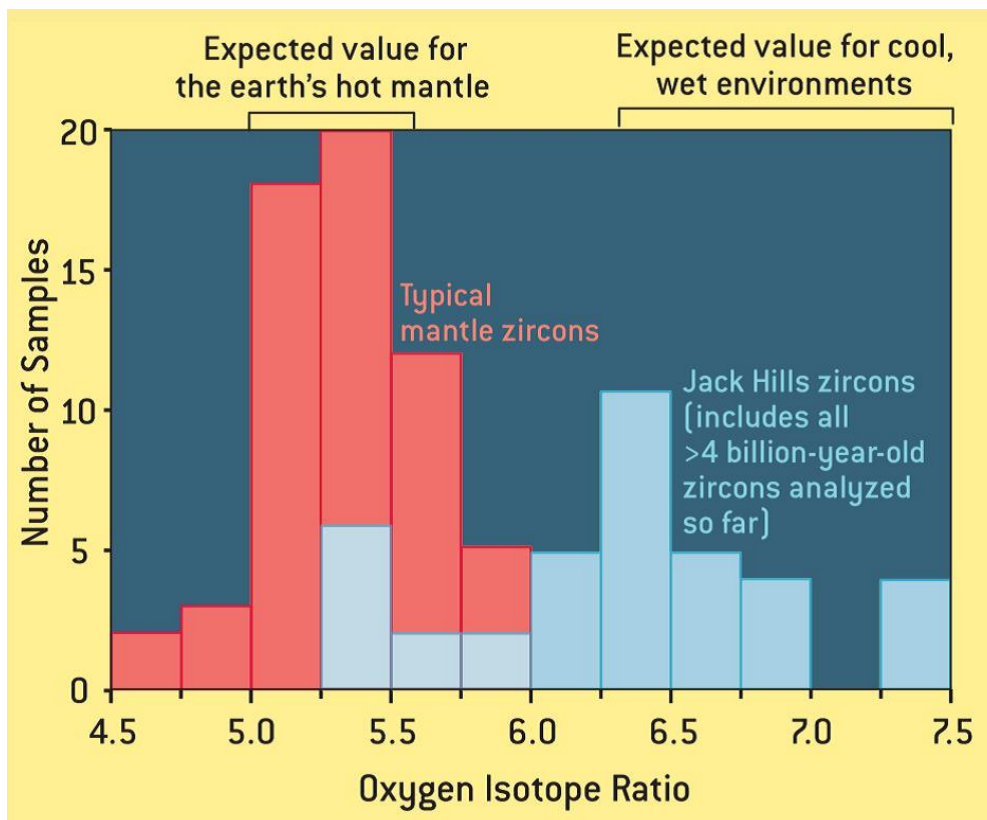


図 3.1 高温のマグマで生成されたジルコン (赤色) と低温湿潤な環境で生成されたジルコン (青色) の酸素同位体比の比較. 縦軸は採取したジルコンの数で, 横軸はジルコンの酸素同位体比を表している. Valley (2005) より引用.

3.1.3 地殻の存在

液体の水があるとすれば、同時に地殻が存在していたことが推測される。何故なら、地殻が無ければ雨水となって降った水が高温の地球表面にあたりすぐに蒸発してしまい、安定して液体の水が存在できないためである。ジルコンを形成するマグマは十分なシリカ (SiO_2) が含まれていると考えられている。このマグマが固結することで花崗岩^{*4}が形成される。花崗岩は現在の大陸地殻を構成している主な岩石であり、更に形成には液体の水の関与が考えられている。マントル内で高温高圧の条件におかれた岩石に水が加わると比較的低い温度でも溶けはじめ、花崗岩質のマグマが作られる。このように花崗岩の形成に水が必要なため、液体の水が存在していれば地殻もあっただろうと考えられる。

他に、ジャックヒルズから見つかったジルコン粒子の表面が強く摩耗している証拠が挙げられる。元々は多面体であった結晶面が丸くなっており、ジルコンが吹き飛ばされ母岩から離れた場所まで風や流水によって運ばれたことを示している。そのため安定した厚い大陸地殻が存在していなかったら、これらのジルコンは結晶表面を摩耗させることなく地球内部に取り込まれ、マントル内で融解してしまっただろうと考えられる (図 3.2 参照)。

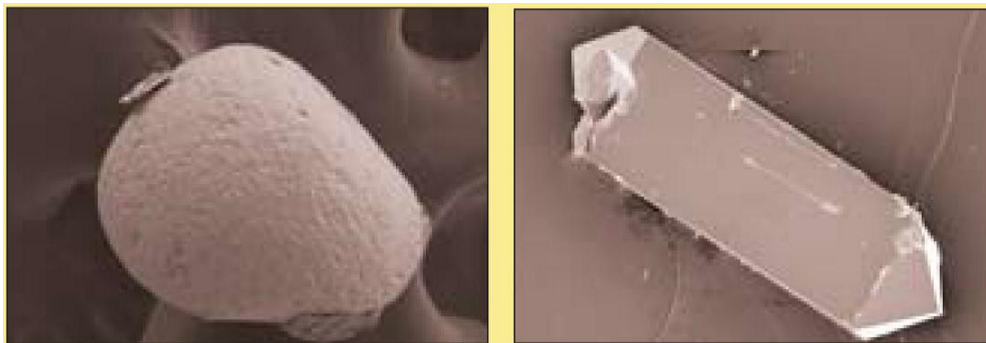


図 3.2 ジャックヒルズで見つかったジルコンを走査型電子顕微鏡を用いて撮影した写真。右の写真の様にジルコンが生成された場所から殆ど離れていない所で見つかったものは元来の鋭い角を持っている。それに対し左側の写真は角が取れて丸みを帯びている。これはジルコンが風や流水によって長距離を運ばれ、表面が削られた後に堆積したのだろうと考えられる。ジャックヒルズのジルコン粒子は角が取れた丸い形が多く見つかった。Valley (2005) より引用

以上より、約 40 億年前には大陸地殻が存在し、液体の水が存在していた可能性が高いと考えられる。今まで、冥王代は灼熱の環境だと考えられていたが、この小さなジルコン粒子を調べることで、地球の歴史において早い段階で地球は冷えていたと推測できる。

^{*4} 花崗岩の主な組成は SiO_2 (約 76.8%) である。

3.2 原始大気

初期地球における大気は現在の大気の組成とはまったく異なっていると考えられている。太陽系の約 99% を占める太陽を構成している主成分は水素であり、また木星などの巨大ガス惑星を見てみると、大気は水素が主要な成分であるとわかる。原始大気の証拠はほとんど残ってはいないが、地球も形成時に集積した水素が地球内部からの脱ガスによって、原始地球大気を形成したと考えられている。地球大気はその後宇宙空間に散逸したり、岩石などに取り込まれたりすることで原始大気の構成気体は減少した。他の地球型惑星（金星、火星など）も同様に原始大気を失ったと考えられている。また水素などが散逸することによって重い元素の希ガスも巻き込まれる形で散逸していく。地球の大気散逸は太陽からくる極紫外線 (EUV) 放射による熱的散逸が主要なもので、特に流体力学的散逸によって殆ど水素などの原始大気が流出していったらうと考えられている。水素の散逸は、初期地球だけのイベントではなく、現在の地球でも微量ではあるが散逸をしている。大気散逸の強弱は、太陽からの EUV 放射や惑星における大気組成や質量、半径などが変数となって決まる。このことは、4 章以降で詳しく論じる。

3.3 暗い太陽のパラドックス

3.3.1 太陽光度の変化

太陽の中心核では水素の核融合反応が起き、4 つの水素から 1 つのヘリウムとエネルギーが生まれている。ここで核融合反応によって水素の原子核 4 個がヘリウムの原子核 1 個に変わるため、中心核において粒子数が減少することが重要である。そのとき中心核では、圧力が低下して中心核にかかる力のつり合いが保てなくなるため、収縮しようとする。収縮によって温度が上昇し、中心核内の分子運動が活発になり、核融合の反応効率が上昇する。また、この反応によって生成されたエネルギーは最終的に太陽表面に到達し宇宙空間に放出される。この時に解放される全エネルギーフラックスを太陽光度 (Luminosity) という。太陽などの主系列星^{*5} の光度はその進化と共に増加する。Gough (1981) によると、太陽光度を L 、時間を t とおくと恒星進化と光度は以下のように関係付けられる。

$$L = \{1 + 0.4(1 - t/t_p)\}^{-1} L_p \quad (3.1)$$

ここで下付きの p は現在の量を表している。恒星進化を考えると、冥王代から徐々に太陽光度は上昇していったと考えられる。

*5 恒星の中心核で水素の核融合反応が起きている状態の星のこと。

3.3.2 暗い太陽と地球温度の関係

始生代では太陽光度が現在よりも低いため、有効温度 (T_e) や地表温度 (T_s) は同様に低い値をとる (図 3.3 参照). 以下に有効温度と地表温度を求める式を書き下している.

$$T_e = \left\{ \frac{S_0(1 - \alpha)}{4\sigma} \right\}^{1/4} \quad (3.2)$$

ここで S_0 は太陽定数, α はアルベド, σ はステファン・ボルツマン定数である.

$$T_s = \left\{ \frac{S_0(1 - \alpha)}{4\sigma} (1 + F_{\text{GHE}}) \right\}^{1/4} \quad (3.3)$$

ここで, F_{GHE} は温室効果による放射を意味している. 式 (3.3) より始生代が現在と同じような大気組成を持ち, 同様の温室効果があったのならば, 温度は氷点下になっていたであろうと考えられる. しかし実際は, 冥王代も始生代も液体の水が存在できるような地表面温度が 0°C 以上であり, 特に始生代は温暖な気候であった可能性が高い. そこでそのギャップをうめるため, 温室効果ガスやアルベドの寄与を考える.

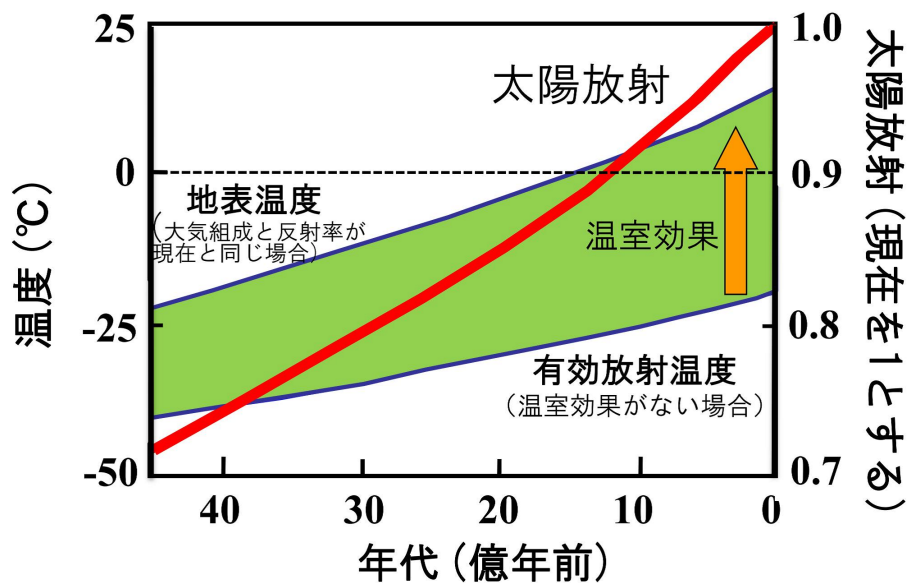


図 3.3 暗い太陽のパラドックス. 横軸は年代を表し, 左側の縦軸は太陽光度, 右側は温度を表している. 中央の線は太陽光度の時間変化を表している. また, 上側の線は大気組成やアルベドを現在と同じと仮定した場合の地表面の温度, 下側の線は温室効果の寄与を考えない場合の有効温度を太陽光度が時間変化するとして求めたものである. 田近 (惑星科学フロンティアセミナー, 2011) より引用.

3.4 低い太陽光度を補うための温室効果

暗い太陽のパラドックスにおけるギャップを埋めるために、温室効果ガスやアルベドの寄与を考えたモデルの解説をする。

3.4.1 Rosing et al. (2010) における CO₂ の寄与

Rosing らはバーバートンの地層に残されている始生代の浅海堆積物中の菱鉄鉱と平衡にある磁鉄鉱 (Fe₃O₄) の存在に基づいて CO₂ 濃度のモデルを計算している。



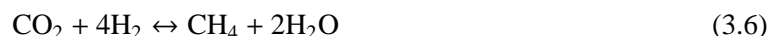
高い CO₂ 濃度は海洋で Fe²⁺ を溶解させ、磁鉄鉱の沈澱を防ぐと考えられる。式 (3.4) に基づくと、図 3.4 のようなモデルが作られる。図 3.4 ではメタン生成菌が当時生きていたと考えられており、その生成菌によってメタンが作られるには、水素と二酸化炭素が必要である。



そこで、水素分圧の最低量を考え、それとメタン生成菌の量を加味して考えると、CO₂ 濃度は 10PAL 以内であったと考えられる。しかしこれだけでは、パラドックスを説明するための十分な温室効果が無い場合、他の温室効果ガスやアルベドの寄与を考える必要がある。

3.4.2 メタンの寄与と制約

メタンは二酸化炭素の 21 倍^{*6}も温室効果が高い。また、Kharecha et al. (2005) によると、貧酸素地球環境下では CH₄ の生産が活発であるとしている。メタンは主に、メタン生成菌と呼ばれる古細菌によって合成される。



遺伝子を系統樹的に解析するとメタン生成菌などの古細菌から真核生物^{*7}が進化したと考えられている。真核生物は 21 億年前の真核生物の最古と考えられている化石や 27 億年前のバイオマーカーが証拠として挙げられている。そのため、その時代以前からメタン生成菌が存在していた

^{*6} 地球温暖化指数に基づく。その気体の大気中における濃度あたりの温室効果の比較を表したもの。地球温暖化対策の推進に関する法律施行令、第一章、第四条、地球温暖化係数より引用。

^{*7} 真核生物：動物や植物など、体を構成する細胞の中に細胞核という構造を持つ生物のこと。

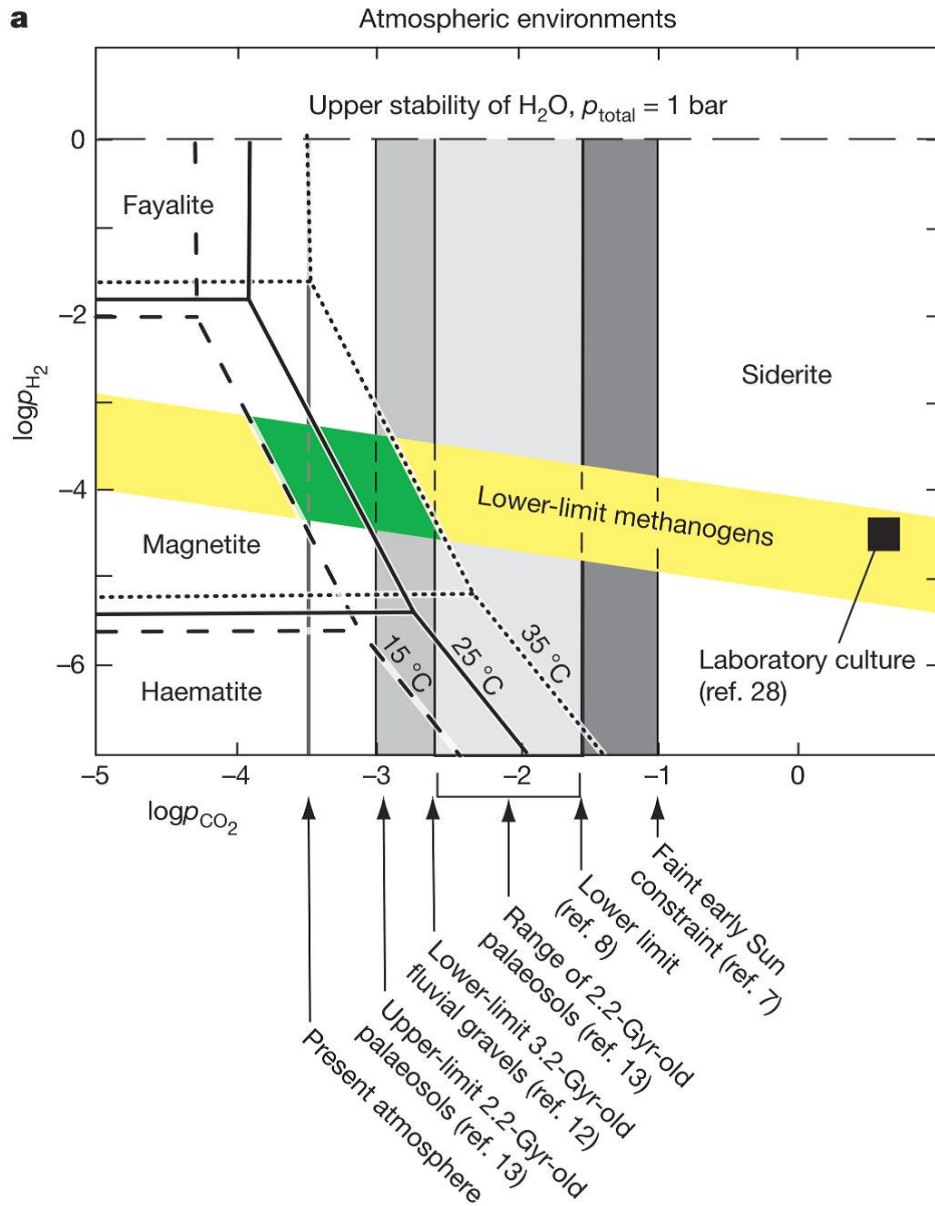
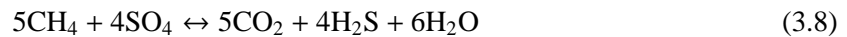


図 3.4 全圧が 1 bar で、温度を指定したときの $\text{Fe}_2\text{SiO}_4\text{-Fe}_3\text{O}_4\text{-Fe}_2\text{O}_3\text{-FeCO}_3$ 系の鉱物安定性における CO_2 と H_2 の分圧の制約。縦軸は H_2 分圧の対数スケール、横軸は CO_2 分圧の対数スケールを表している。黒色の四角は現生メタン生成菌によって観測される条件を、黄色の帯はメタン生成菌における H_2 の最低量を示している。また、その傾きは式 (3.5) における化学反応によって束縛されている。図の下にある矢印と垂直な帯は他のモデルによって求められた CO_2 分圧である。緑色の範囲はメタン生成菌に支配された H_2 分圧と磁鉄鉱と菱鉄鉱が 15~35°C の間で安定に存在する範囲が重なっている場所を示している。これより CO_2 は 10PAL 未満であったと考えられる。Rosing et al. (2010) より引用

うと推測できる。更に、メタン生成菌は嫌気性生物のため酸素が大気中に台頭する以前に誕生したと考えることもできる。始生代の地層から、酸素に起因した地質学的証拠が見つかっていないため、メタン生成菌が繁栄できる環境かつメタン生成が活発であったとされている。また酸素が無いため、陸上の硫化物の酸化が起きないので、海水中の硫化物イオンも少なくメタン酸化菌によるメタン除去プロセスが不活発であったと考えられる。



このようなメタンの消費が起きないため、大気中の CH_4 濃度は高かったと推測できる。

しかし、Trainer et al. (2006) の室内実験によると、 $\text{CH}_4/\text{CO}_2 > 0.1$ の条件下で炭化水素ヘイズが生成し始めるとしている。炭化水素ヘイズは実際に土星の衛星のタイタンに観測されており、メタンが紫外線によって分解された生成物がさらに光化学反応を起こすことでエアロゾルが作られ、ヘイズとなる*8。炭化水素ヘイズの特徴としては惑星大気上層で太陽光を吸収する働きがある。そのため太陽光を吸収後、赤外放射を宇宙空間に放出するため、地表を温めるためのエネルギーが低下するという反温室効果を持つ。なので、高濃度の CH_4 は適切ではなく、 CO_2 濃度よりも小さい CH_4 濃度が存在し、その温室効果によって地球は暖められていた可能性は高い (Haq-Misra et al. 2008)。

また Wolf and Toon. (2010) において、ヘイズは紫外線を吸収し可視光は透過すると考えている。このため、温室効果ガスの NH_3 がヘイズ以下の大気に存在していれば、 NH_3 は光分解されず、安定的に存在出来るため、温暖な気候を再現できると示している。 NH_3 は温室効果が強く、また初期地球の還元的な環境であったため、有力な候補として考えられている。しかし、光化学的に不安定であり、短期間 (~1000 万年) で現在大気中に存在する量に相当する窒素を生成してしまうため、扱うには注意が必要である。炭化水素ヘイズの存在により NH_3 が長期的に渡って安定して存在できるため、パラドックスを考える上で重要な候補となっている。

3.4.3 アルベドの寄与

次にアルベドの寄与を考える。アルベドとは、恒星から惑星への入射光に対する反射光の割合である。高いアルベドは、惑星が恒星放射を熱として捕まえるというよりも、より恒星放射を宇宙空間に反射していることを意味している。地球のアルベドは表面によって変化し、砂漠や氷に覆われた(南極など)場所はアルベドが高いが、森林に覆われた土地や海洋はそうではない。Rosing et al. (2010) では、低い惑星アルベドが初期地球を暖めるのに役立っていたことを示唆している。その理由としては、2つ挙げられる。1つ目は、現在よりも地球表面に対する陸域の割合が小さいために、

*8 他にも、光化学反応による生成物同士が結合してエアロゾルになったりする。しかし、生成物とメタンが結合してもエアロゾルにはならない。

アルベドが小さかったことである。西オーストラリアのジャックヒルズにあるジルコン粒子に基づく、大陸のような地殻は早ければ 44 億年前にも存在していた可能性は以前指摘した。しかしながら、出現がはっきりと分かっている大陸 (35~32 億年前) はバーバートンやピルバラにしか保存されていないため、当時の大陸の面積は小さかったと考えることができる。しかしこれは理由として妥当であるかもしれないが、そうではないかもしれない。

2つ目として、現在よりも雲が透明であったために、アルベドが小さかったことが挙げられる。雲は雲凝結核 (CCN) の存在量に起因して太陽光を宇宙空間へ反射する効果がある。雲凝結核としては、非有機的な粒子 (ちり、海塩、すすなど) が始生代において主要な CCN であった。その理由としては、現在の CCN の約 50% は酸化硫黄ガスであり、これは海上で植物や真核性藻類によって大気中に放出されたものである。このプロセスを詳しく説明すると、まず海水中で硫酸イオンが植物プランクトンなどに取り込まれ、体内で有機硫黄化合物の硫化メチル (DMS) に還元される。DMS は難溶性で揮発性のために、海水から大気へ放出される。その後 DMS は OH ラジカルと反応し、 SO_2 やメタンスルホン酸 (MSA) に酸化され、更に硫酸に酸化される。最終的に生成される硫酸は蒸気圧が小さいために、大気中で粒子化し CCN となる。また海水中の DMS の一部は光化学酸化反応により硫化カルボニルとなり、大気中に放出され CCN となる。これらの生物起源の硫黄ガスが、真核生物の進化以前の始生代では基本的に無かったと考えられる。そして、1つ目の陸域が小さかったとすると、陸地からの土壌粒子の供給もすくないため、雲は今日ほど濃くなく (密度が高くなく) 反射率が低かった可能性が指摘されている。

初期地球の特に始生代は温暖な環境であった可能性が指摘されているが、それを満たすようなプロセスは地質学的証拠から支持されていないために、適用させるには今だ多くの不確定要素がある。そのために、温室効果ガスやアルベドの寄与を別々に考えるのではなく、総合的に考えることで解決への糸口が見つかるかもしれない。

3.5 酸素の出現と蓄積

ここでは、現在地球上で生息しているほとんどの生物にとって必要な酸素がいつ出現し、どのように蓄積していったのかについて述べる。実は、酸素は地球の歴史において早い段階で出現していた。地球形成時における集積によって酸素はわずかながら存在していた。また水蒸気が大気上層で紫外線による光化学反応で分解されることで酸素が作られていた。しかし、その酸素は更に光化学反応によって分解されたり、岩石との反応によって消費されたりするので、短い時間しか存在しておらず、大気組成においては無視できる量であったとされている。

地質学的証拠による酸素の出現については、西オーストラリアのピルバラにある 25 億年前の堆積物の頁岩中の鉱物が“弱く”酸化していることが挙げられる (Anbar et al. 2007)。その鉱物とはモリブデンやレニウムといった元素が含まれている鉱物であり、それらの元素は酸素濃度に敏感で

10^{-5} PAL 以上で酸化してしまうとされている。その証拠より酸素発生型光合成生物がそれ以前から進化していただろうと推測されている。Kasting (1993) によると、まず海洋表層で光合成生物によって酸素が作られ、酸素濃度が増加していったと考えられている (図 3.5 参照)。

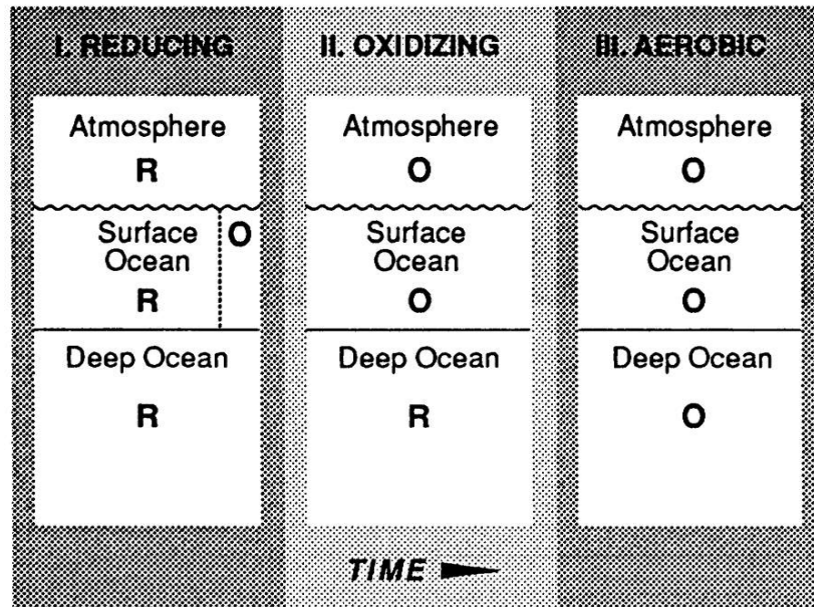


図 3.5 大気中の酸素濃度上昇に関する3つのボックスモデル。縦は地球表面からの高さ、横は時間変化を表している。また図中の O は酸化環境、R は還元環境である。ステージ I にある小さなボックスは局所的な酸化環境を示している。Kasting et al. (1993) より引用。

また、24 億 5 千万年前から 22 億 5 千万年前に起きた大酸化イベントによって、大気中の O_2 濃度はほとんど無い状態から現在に近い状態まで上昇した。この証拠としては、24 億年前以降の地層から碎屑性ウラン鉱床が見つからないこと、赤色砂石が堆積し始めたこと、そして硫黄 (黄鉄鉱) の質量非依存同位体分別 (MIF-S) の異常が見られなくなることが挙げられる。碎屑性ウランとは二酸化ウラン (UO_4) が風化作用によって地層から河川に流れ出し、運搬されて堆積したものである。 UO_4 は初期地球の地殻に均一に分布していたと考えられており、貧酸素条件下で不溶性、富酸素条件下で水溶性となる性質を持つ。酸素濃度が増加すると、ウランが河川によって運搬される際に酸素によって酸化され、水溶性ウラニル錯イオンとなって溶けだすため、碎屑性ウラン鉱床が形成されなくなる。これが大酸化イベントを示す証拠の 1 つである。

2 つ目として、大酸化イベントの後 (22 億年前) から赤色砂石 (redbed sandstone) が堆積しはじめることが挙げられる。赤色砂石とは赤鉄鉱 (Fe_2O_3) の皮膜に覆われた石英を主体とする細粒堆積物である。富酸素環境下で地表鉱物が風化を受けて生成されたものと考えられる。3 つ目の MIF-S とは、大気中でおきる SO_2 の光化学反応において質量数に依存しない硫黄の同位体分別を起こす

ことである*⁹。MIF-S を持つ硫黄が保存される制約として、オゾン層による紫外線の遮断*¹⁰が起きていないことと、光化学反応の生成物が大気中で酸化されて SO₂ に戻らないことが挙げられる。図 3.6 は堆積岩中の硫黄化合物を分析した結果、大酸化イベントが起きたと考えられている年代を境にして MIF-S の異常が見られなくなったことを示している。

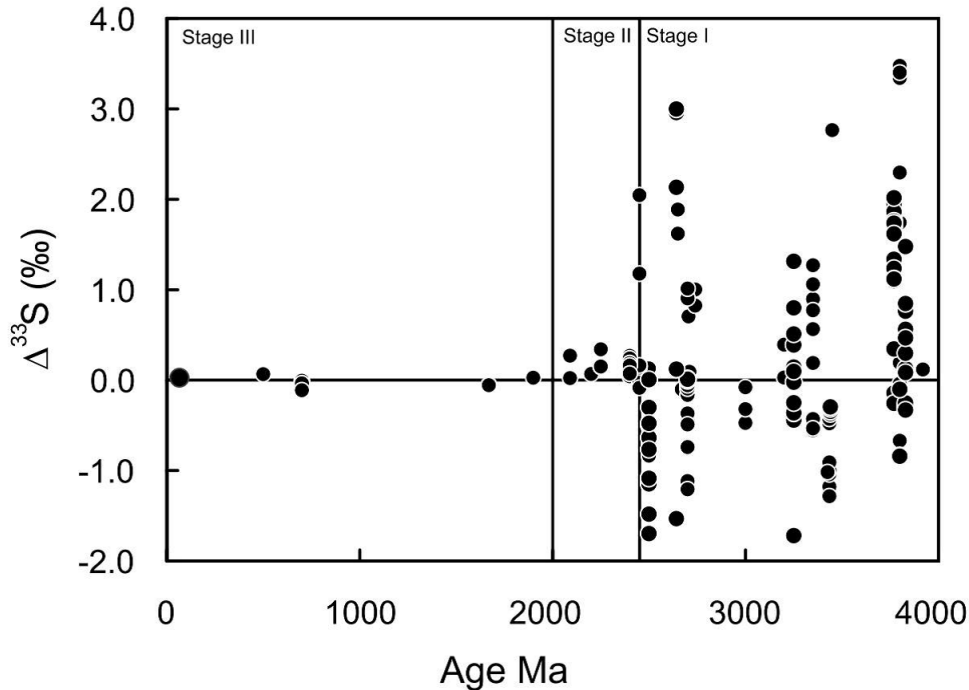


図 3.6 硫黄の質量非依存同位体分別の異常。縦軸は同位体分別の値で、横軸は年代を示している。酸素が台頭してきていると考えられる約 24 億 5 千万年前以降では同位体分別の値の差が小さくなっている。最近のプロットは硫化物及び、硫酸塩の酸化風化作用によるもので、硫黄サイクルの兆候として解釈される。Farquhar and Wing (2003) より引用。

以上より当時の地球では、大酸化イベントが起きていたと考えられるが、ではなぜそのようなイベントが起きたのか。理由としてまず、還元気体(水素など)の脱ガス率の減少が酸素の供給率を下回ったために起きたと考えられる(Kasting 1993)。初期地球のマントルは還元的な環境であり、マントル内に大量の H₂O が存在していた。しかし、マグマの生成に伴い H₂O の脱ガス時に、式(3.9)の反応が起きる。



このときマントルは酸化し、水素は散逸したため、必然的にマントルと地表面は酸化的環境に進化していったと考えられる。

*⁹ 熱力学的や生物学的な反応では質量数に依存した同位体分別を起こすため、同位体比の異常は見られない

*¹⁰ 紫外線によって、 $\delta^{33}\text{S}$ の値が異なる硫黄が作られるため

またこの補足として、Kump and Barley (2007) では 25 億年前を境にして、大規模火成活動 (LIPs) が海底から地上で起き始めることによって火山ガスの組成の変化が原因としている。海底における火山活動は低温のため、火山ガスの組成は還元的 (H_2 , CO , CH_4 , H_2S) であったのに対し、陸上におけるそれは高温によるガス組成が酸化的 (H_2O , CO_2 , SO_2) なものを持っているためである (図 3.7, 3.8 参照)。

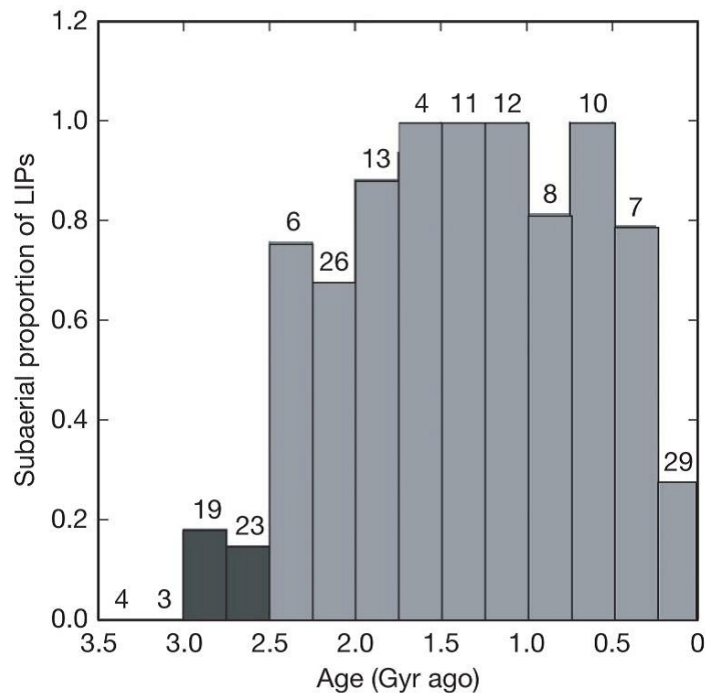


図 3.7 地表 LIPs の比率の変化。縦軸は陸上 LIPs における LIPs の合計 (陸上と海底 LIPs) を割った割合であり、横軸は年代を表している。棒グラフの上についている数字は見つかっている LIPs の数を示している。濃い色の棒グラフは光合成生物が出現する前を表している。Kump and Barley. (2007) より引用。

他の考えとしては、酸素濃度の上昇は全球凍結イベントが起きた後に生じたかもしれないということが挙げられる。

3.5.1 全球凍結と生命

全球凍結 (スノーボールアース) とは氷河期において、極域から赤道域まで氷河に覆われた状態のことである。一番初めに起きた全球凍結は 25 億年前から 23 億年前のヒューロニアン氷河期と考えられており、この全球凍結が過去の地球で合計 3 回起きていたとされている。ヒューロニアン氷河期は 25 億年前のイベントであるため証拠はほとんど残っていないが、数少ない証拠として当時堆積した氷河堆積物がある。そして、その堆積物の中にある岩石の残留磁気を古地磁気学を用いて

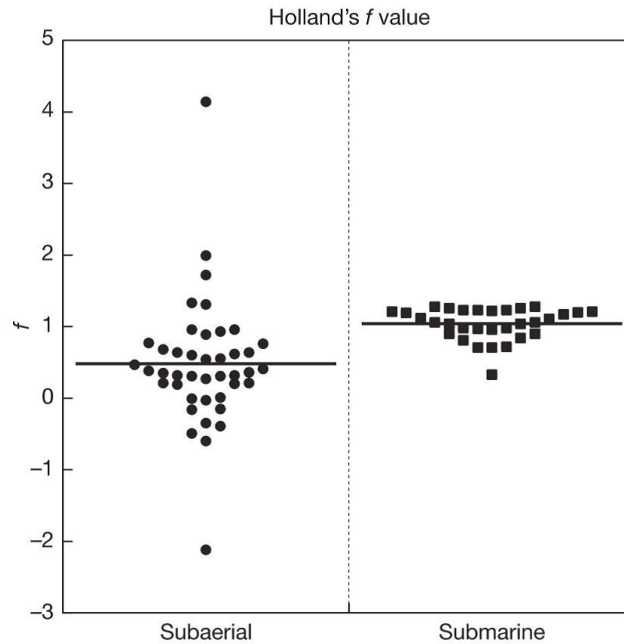


図 3.8 現在の陸上及び海底火山活動 Holland's f 値の分配. Holland's f 値とは、火山ガスによる還元力である. 縦軸が Holland's f 値で、図の左側が陸上、右側が海底の火山活動における f 値の分布を示している. $f > 1$ ならば、十分に大気を還元させる能力があり、 $f = 1$ ならば、 CO_2 濃度が減少し有機物となり、全ての SO_2 が菱鉄鉱となる. また $f = 0$ だと、 CO_2 が減少し有機炭素となるが、 SO_2 は菱鉄鉱とならない. $f < 0$ の場合、 CO_2 を有機炭素に変える還元力が不十分である (酸化的である). Kump and Barley. (2007) より引用.

調べると、古緯度を推定することができる. 残留磁気が地面と平行であればそれは赤道域で形成されたもの、また地面と垂直であれば磁極で形成されたものと考えられ、その岩石に記録された地磁気の方角を測定し、その傾きから当時の緯度 (古緯度) を推定することが出来る. 南オーストラリアに露出している当時の氷河堆積物を調べてみると、古緯度 $11^\circ \pm 5^\circ$ という値が出ており、ヒューロニアン氷河期は赤道域まで氷河が迫っていた可能性が高いと考えられる.

3.5.1.1 ヒューロニアン氷河期のトリガー

この全球凍結の発生は何がトリガーだったのか. Rino et al. (2004) によると、火山活動の低下によって二酸化炭素濃度が減少してしまったことで起きたとしており、火成活動によって作られるジルコンの量が 25 億年から 23 億年にかけて少ないことを証拠として述べている (図 3.9).

また、酸素濃度の上昇によって引き起こされたと考えられている. 分裂により浅海と海岸域が広がることで、その分大陸からの栄養塩の供給が増えるため、浅海域で光合成生物が繁殖したと考えられる. 酸素が増えたことで更にメタンの酸化が加速し、温室効果が弱まり、氷河期が来たと考え

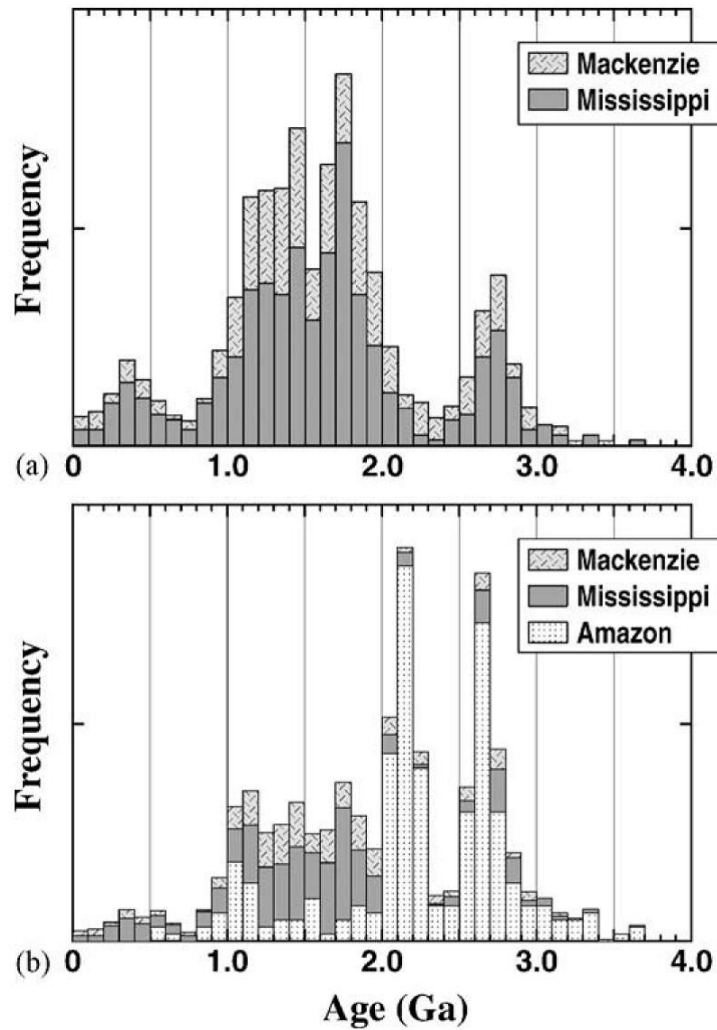


図 3.9 砕屑性ジルコンの頻度分布. 縦軸は, 砕屑性ジルコンの出現頻度の分布を表し, 横軸は年代を表している. 大体原生代の初期と後期に起きた全球凍結に合うように, 砕屑性ジルコンの出現頻度が他と比べて低くなっている. 砕屑性ジルコンは火成活動によって形成されるため, その頻度が低いことは火山活動があまり活発ではなかったことを示唆している. Rino et al. (2004) より引用.

られている。Kopp et al. (2005) では、酸素によって温室効果ガスの CH_4 が酸化されて効果の弱い CO_2 に変わってしまったため、寒冷化が進んだことを示唆している。



さらに、大陸の分裂により二酸化炭素が固定され、そして分裂により浅海と海岸域が広がることで、その分大陸からの栄養塩の供給が増えるため、浅海域で光合成生物が繁殖したと考えられる。酸素が増えたことで更にメタンの酸化が加速し、温室効果が弱まり、氷河期が来たと考えられている。

3.5.1.2 全球凍結からの脱出、そして酸素濃度の上昇

全球凍結した後、どのようにして終わりを迎えるのか。全球凍結中でも火山活動は続いていたため、火山ガス中の CO_2 が大気中に放出、蓄積されていった。また、海底火山からは海水中に鉄イオン (Fe^{2+}) や栄養塩の PO_4 が供給されていた。大気中の CO_2 を固定されるプロセスは働いていないため、 CO_2 濃度が上昇していくと考えられる。それによって温室効果が働き全球凍結 (氷河期) が終わる。しかし、地表を覆っている氷河が融けることで、地表面が現れるためアルベドが低下する (つまり、太陽放射を吸収する)。そのため、温室効果ガスとアルベドの効果によって全球凍結を終わらせるだけでなく、その後も地表面温度を上昇させていったと考えられる。極端な温暖化によって大陸では風化が進行し大量の栄養塩が海水中に供給される。陸域や海底火山から得られた栄養塩により海水中は富栄養化状態となるため、生物による光合成が活発になり、海洋中に酸素が大量に発生した。さらに、海底にある鉄イオンが湧昇流によって海洋表層まで流れることで、酸素によって酸化されて酸化鉄として沈澱する。この酸化鉄の沈澱によって縞状鉄鉱層 (BIF) が形成された (Kirschvink et al. 2000, 図 3.10)。また、ヒューロニアン氷河期の氷河堆積物の上には最古のマンガン鉱床が見ついている。マンガン酸化 ($\text{Mn}^{2+} \rightarrow \text{Mn}^{4+}$) するには酸素が必要不可欠であるため、氷河 (全球凍結) 融解後に酸素濃度が増加した可能性が高いのかもしれない (Kirschvink et al. 2000, 図 3.11)。

Sekine et al. (2011) では、新たに白金族元素のオスミニウムを用いて酸素濃度の上昇が、約 23 億年前の大氷河期から温暖期への気候回復時に起きたことを明らかにした。このことは、急激な温暖化に伴い、光合成生物が大繁殖することで、酸素が主成分の大気が形成したことを示している。陸域の地層中に含まれるオスミニウムは酸素濃度が上昇すると水溶性になり水に溶けだし、河川によって海に運ばれて海底に堆積する。逆に、酸素濃度が低いと水にはとけないため、海水中や地層中のオスミニウム濃度は低い値をとる。また河川によって運ばれる陸起源のオスミニウムの同位体比 ($^{187}\text{Os} / ^{188}\text{Os}$) は、海底火山によって海水中に供給される同位体比と異なった値をとる。オスミニウムの同位体である ^{187}Os は ^{187}Re (レニウム) が放射壊変することによって生成される。大陸地殻にはレニウムが多く含まれていたため、 ^{187}Os の割合が相対的に多くなり、陸起源の同位体比は海洋

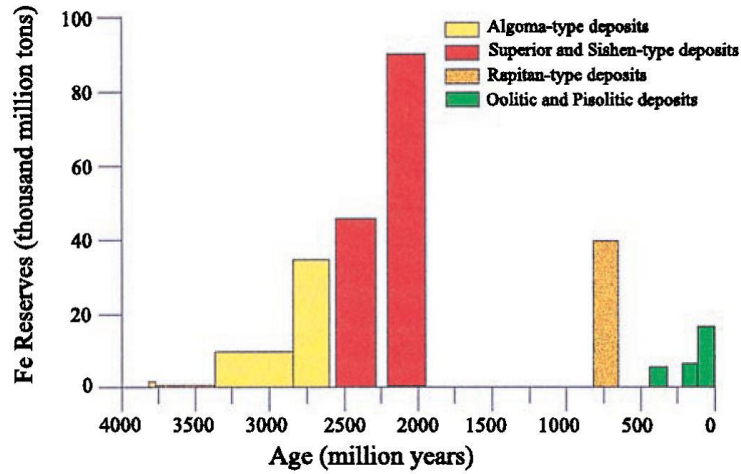


図 3.10 鉄の堆積量について。縦軸は縞状鉄鉱層の堆積量であり、横軸は年代を表している。赤色の棒グラフは氷河時代の終了後（凍結融解後）に形成された BIF の量を表している。全球凍結後に豊富にあった鉄イオンが酸化され蓄積した。20 億年前から 8 億年前の間は海水中の鉄イオンの不足によって縞状鉄鉱層が作られなかったと考えられる。Kirschvink et al. (2000) より引用。

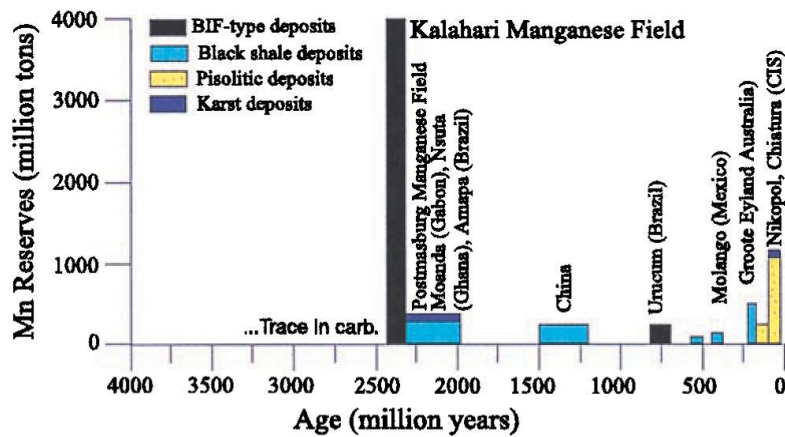


図 3.11 マンガンの堆積量について。縦軸はマンガンの堆積量であり、横軸は年代を表している。全球凍結融解後、酸素が大量に発生したため、マンガンが酸化し固定された。この酸化マンガンの証拠より、それ以前では大気中に酸素は殆ど無かったと考えられる。Kirschvink et al. (2000) より引用。

起源の値より大きくなる。これらより、地層中に含まれるオスミウムの濃度と同位体比の両方を測定すれば、陸から海にオスミウムが運ばれ始めたタイミング（つまり、酸素濃度が急上昇した時期）が分かる。カナダのオンタリオ州にある約 24.5~22 億年前の地層を調べると、 $^{187}\text{Os}/^{188}\text{Os}$ の同位体比が氷河堆積物があるより上の地層で大きい値をとっており、酸素濃度の急上昇が約 23 億年前の全球凍結から脱出して温暖期へ向かう時に起きたことが示唆している。

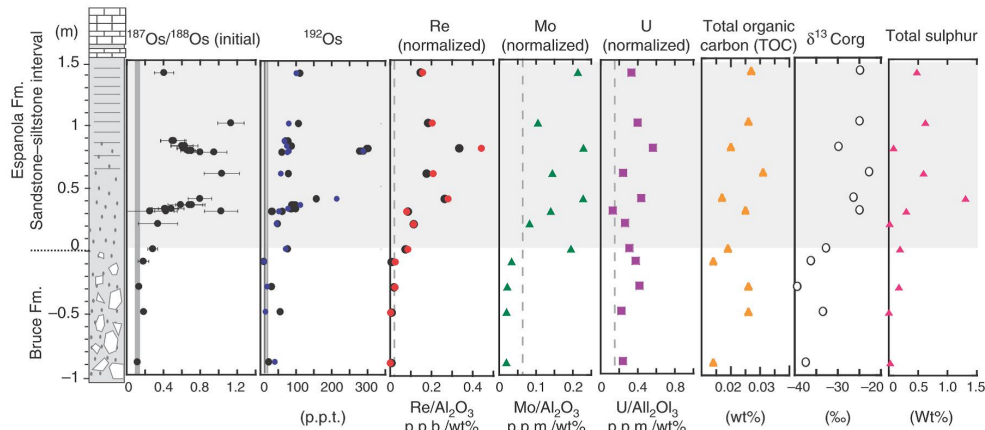


図 3.12 地層に含まれる元素の同位体比や存在量など。左から順に $^{187}\text{Os}/^{188}\text{Os}$ 値、酸化還元に敏感な元素の存在量、TOC の含有量、TOC 中の有機炭素同位体比 ($\delta^{13}\text{C}_{\text{org}}$)、全硫黄の存在量を示している。薄灰色の領域は砂岩とシルト岩の互層を示している。 ^{192}Os 濃度の平均は上部大陸地殻（黒色の実線）、海洋玄武岩（灰色の実線）として示している。Re、Mo、U 濃度の平均は上部大陸地殻にある Al_2O_3 によって規格化している。 $^{187}\text{Os}/^{188}\text{Os}$ 値の初期値は 23 ± 2 億年前の堆積物に基づいており、また灰色の実線はマンタル由来の堆積物から得られている。 $^{187}\text{Os}/^{188}\text{Os}$ 値のエラーバーは堆積年代の不確かさに由来している。 ^{192}Os や Re の黒色の点は逆水素を用いて媒質を分解したもの、赤や青色の点はクロム-硫酸を用いて表したものである。sekine et al. (2011) より引用。

3.5.1.3 原生代後期の全球凍結

時代は進み、今度は原生代後期（7 億年前から 6.5 億年前）の氷河期について考える。この氷河作用に注目する理由としては、この時も全球凍結が起きた可能性があること、融解後カンブリア爆発を引き起こしたことが挙げられる。全球凍結した証拠として、全球的に氷河作用による堆積物が分布しているためである（図 3.13）。

このトリガーとしては、火成活動の低下による温室効果ガスの減少や 10 億年前から 7 億年前に起きたロディニア超大陸の分裂による二酸化炭素の固定が挙げられる。全球凍結からの脱出プロセスはヒューロニアン氷河期におけるものと同じと考えられている。融解後酸素濃度は現在のレベルまで最終的な上昇をしたとされる（図 3.14 参照）。また、全球凍結からの脱出を示す地質学的証

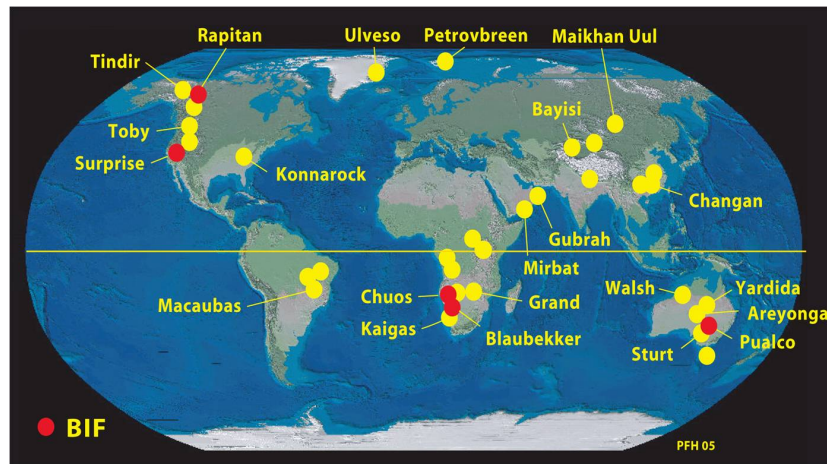


図 3.13 原生代後期の氷河作用の痕跡. 全球的に氷河作用による堆積物が分布していることが分かる. (<http://www.snowballearth.org/>) より引用.

拠がある. 氷河堆積物の上に大量の炭酸塩岩が存在している. これをキャップカーボネートと言うが, 炭酸塩岩は陸地の風化作用によって岩石から溶けだした陽イオンが海水中で反応し沈澱したものである (式 (2.5), (2.6) 参照). 氷河堆積物とキャップカーボネートの境界はかなり狭いため, 急激な環境変化が起きていたと考えられている.

約 10 億年前に, 真核生物の中にたんぱく質コラーゲンを合成するものが出現していたと考えられている. それが今回の高濃度な酸素環境下の中で大量に作られ, コラーゲン同士が結合し, 繊維状になることで多細胞生物が現れたと考えられる. コラーゲンによって生物は体を大きくするだけでなく, 複雑な構造の器官が進化し, 今日まで進化しすることが出来たと考えられる. このようにして, 原生代における全球凍結と生命進化は切っても切れない関係があることが分かる. もし全球凍結が無ければ, 酸素の急激な上昇は余程のことがない限り起きないと考えられ, 現在の様なハビタブルな地球ではなく, 生物の進化の遅れがあったかもしれない.

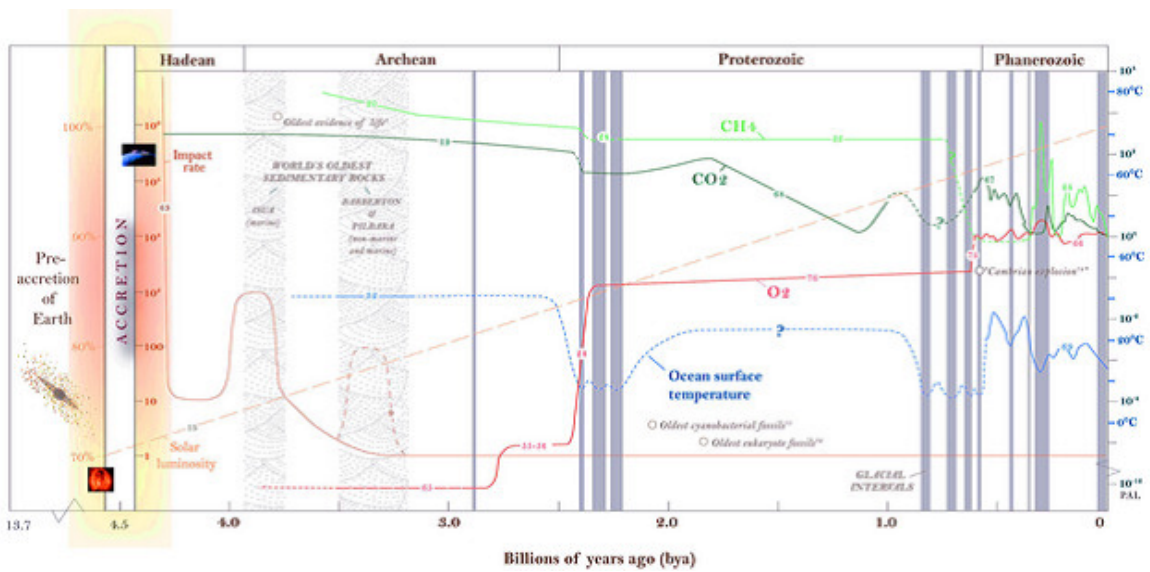


図 3.14 球の 46 億年を通して、推定された地球の気候や大気の変化. これは現在までに発表された研究データやモデルを組み合わせて作られた図である. 対数スケールを用いて、右側の縦軸に海洋表面温度 (°C) と現在の大気中レベル (PAL) を示し、左側の縦軸には現在の太陽光度との割合、また現在の割合と比較した隕石衝突率である. 横軸は 46 億年前から現在までの時間変化である. 点線はモデルなどによって推定された値となっている. Hessler (2011) より引用.

4 初期地球における大気散逸

4.1 大気散逸の概観

大気の散逸は、地球や金星、火星などといった地球型惑星や小惑星、衛星における大気の組成と量を決めるための重要なプロセスである。地球よりも大きな惑星(土星、木星など)において大気散逸の重要性は小さいが、地球位の大きさの惑星ではその惑星進化の初期段階において大規模な散逸が起きていた可能性が示唆されている。スペースシャトルなどが惑星の重力を振り切るために最低限、脱出速度に達することが必要である。それと同様に、大気中にある気体も脱出速度に達しなければ散逸はしない。

大気散逸プロセスには大別すると、気体が地球にとどまれない程高温に加熱されて散逸する熱的散逸や化学反応や荷電粒子との反応によってエネルギーを得た原子や分子が地球から逃げ出す非熱的散逸、そして小惑星や彗星が衝突することで宇宙空間に大気が逃げていく天体衝突による散逸プロセスがある(付録 B 参照)。この中でも、初期地球では熱的散逸の特に流体力学的散逸が顕著に起きていたと考えられており、今回はこのプロセスについて述べる。

4.2 流体力学的散逸

4.2.1 流体力学的散逸とは

流体力学的散逸は惑星大気が静水圧平衡になれない場合に、大気が重力に束縛されずに流出する過程のことである。つまり惑星から無限に離れていても圧力がゼロにならない大気は、宇宙空間ではその圧力を支える力が働かない。そのため無限遠で気体の分子運動エネルギーが重力エネルギーを超えることで、惑星大気が重力に束縛されずに逃げていくプロセスである。静水圧平衡が破れると、大気は宇宙空間に流出し、大気下層はほぼ静止している状態から宇宙空間に定常的に流れ出す。流れ出す速度は亜音速であり、無限遠で圧力は有限の値をとる。このような流れはある臨界位置で亜音速から超音速に変わり、無限遠では流速が超音速の一定値に漸近する。

持続的な流体力学的散逸が起きるためには、高いエネルギーを大気上層に与え続けなければならない。そのため、散逸フラックスはエネルギーフラックスによって左右される。大気上層の加熱メカニズムとしては、遠紫外線(FUV)や極端紫外線(EUV)による加熱が重要である。初期太陽は現在よりも非常に強い紫外線を発生させ、初期地球からの流体力学的散逸を起きていた可能性がある。EUV放射が現在よりも強いと考えられている理由として、Ribas et al. (2005)より太陽型の恒星の年齢毎、波長毎のフラックス密度を観測してみると、太陽よりも“若い”恒星においてEUV放

射はかなり強いことがわかる (図 4.1).

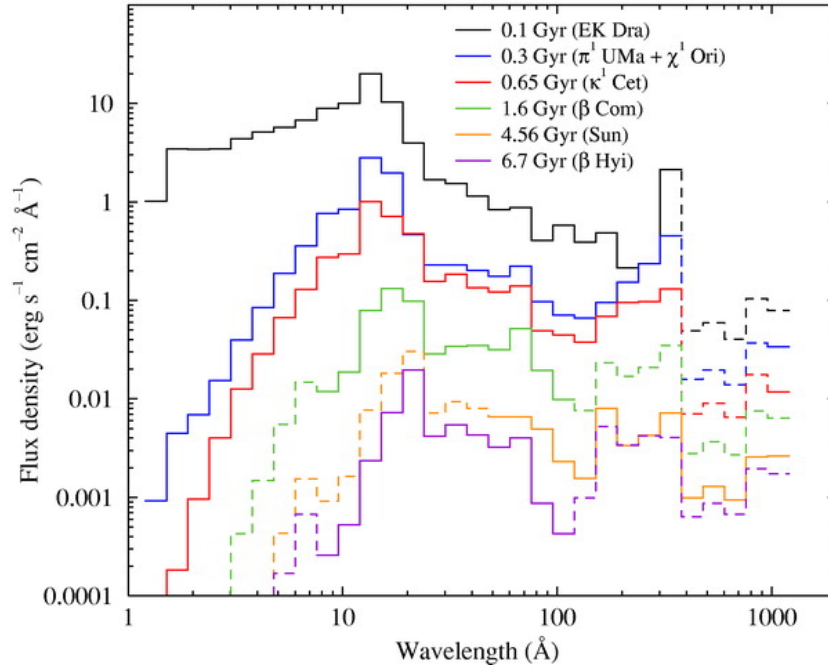


図 4.1 太陽型の恒星の異なる主系列星段階の進化における全スペクトルエネルギーの分布. 縦軸はフラックス密度, 横軸は波長を表している. 実線は観測されたフラックスであり, 点線は計算によって求められたフラックスである. Ribas et al. (2005) より引用.

水素に富んだ大気は流体力学的散逸に弱く, また水素が流出する際に, 大気中の軽い分子や元素, まれに重い分子や原子を伴い, "Hydrogen Wind"によって宇宙空間に運ばれる (図 4.2 参照). 現在の大気組成, 特に化学的に不活性であるネオンやアルゴンなどの希ガスの同位体比と太陽のそれを調べて比較してみると異なる値をとる. 希ガスは不活性なガスのため散逸プロセスが働かなければ, 大気中に半永久的に残る. なので, 希ガスの同位体比を比較することで流体力学的散逸があったのか, なかったのかについて知ることができるだろう.

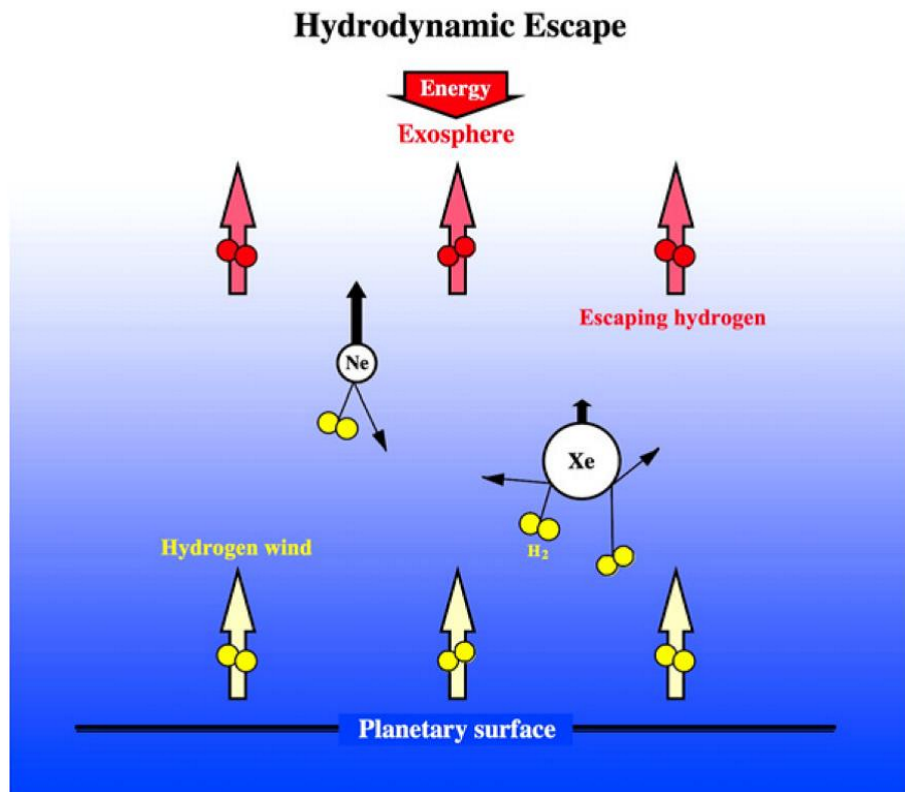


図 4.2 水素が豊富な大気の流体力学的散逸プロセスの略図. 強い恒星 EUV 放射によって大気が加熱されると, 水素分子が惑星重力による束縛エネルギーよりも高い分子運動エネルギーを持つようになるため, 惑星重力を振り切って宇宙空間に散逸していく. またこの時, 水素の流出に伴い”Hydrogen Wind”が生じ, その流れに乗った水素からエネルギーをもらった不活性気体のネオンなどの希ガスが惑星大気中から逃げていく. Exosphere は熱圏と宇宙空間の間の層で, これより上で散逸が起きる. Exosphere は外気圏と普通訳されるが, 他にも逸出圏とも呼ばれる. Pepin (2006) より引用.

4.3 流体力学的散逸の基礎理論

流体力学的散逸の物理的な性質を理解するために、散逸において重要な物理量や球対称で定常の1次元モデルを用いて、単純なモデル(等温大気やポリトロップ大気)における流体力学的散逸の基礎理論について考える。

4.3.1 スケールハイト

スケールハイトとは大気圧が $1/e$ に減少する高度を表し、大気の厚さの尺度である。スケールハイトを H としたとき、以下のように定義できる。

$$H = -\frac{dr}{d \ln p} = \frac{r^2 k T(r)}{GMm} \quad (4.1)$$

ここで、 G は万有引力定数、 M は惑星質量、 m は分子1個あたりの質量、 r は惑星大気の任意の高さ、 p は大気圧、 k はボルツマン定数、 $T(r)$ は半径 r における温度である。

4.3.2 散逸パラメータ

惑星が大気を保持するため、または散逸するための条件として散逸パラメータ (HEP : Hydrodynamic Escape Parameter) を導入する。

$$\text{HEP} \equiv \frac{GMm}{rkT(r)} = \frac{GM\mu}{rRT(r)} \quad (4.2)$$

ここで、 μ は平均分子量、 R は気体定数である。散逸パラメータは惑星による重力ポテンシャルエネルギーと気体分子の運動エネルギーの比で表わされ、惑星大気がどれだけ重力によって束縛されているかを表している。HEP が大きい場合、重力ポテンシャルエネルギーが気体分子の運動エネルギーよりも大きいので束縛が強くなり、散逸は起きにくい。逆に HEP が小さいと、気体分子の運動エネルギーが相対的に大きいため、大気は散逸しやすくなる。現在の地球大気の下層における散逸パラメータは HEP ~ 700 程度である。

また、散逸パラメータは惑星半径とスケールハイトの比でもある。つまり散逸パラメータが大きくと大気がしっかり惑星に束縛されている場合、スケールハイトは惑星半径に比べて非常に薄くなる。この時、惑星大気の曲率を無視して、平面的に広がった大気の層として考えることができる。これが平行平面大気の近似である(4.3.3 で用いる)。

4.3.3 散逸条件

流体力学的散逸をする大気は、惑星から無限遠離れた場所であっても圧力はゼロにはならないため、静水圧平衡が破れる。ここではポリトロープ大気を静水圧平衡に当てはめ、この平衡が成り立たない条件を求めることで流体力学的散逸をする条件を導く。

ポリトロープ大気とは、温度と密度、圧力を変数として考えるモデル^{*11}である。ポリトロープにおける関係式は、

$$T = T_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\Gamma-1} \quad (4.3)$$

$$p = p_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\Gamma} \quad (4.4)$$

である。ここで、 Γ はポリトロピック指数、 ρ, p_0, T_0 は惑星表面 (r_0) における密度、圧力、温度である。等温大気においては、 $\Gamma = 1$ となる。惑星の重力が大きく、大気が惑星に束縛されている場合に静水圧平衡が成り立つ。平行平面大気の近似を適用し、大気の質量が惑星の質量よりもかなり小さい場合を考える。静水圧平衡が成り立っている場合の大気の鉛直方向の圧力分布は以下のようになる。

$$\frac{dp}{dr} = -\frac{GM}{r^2} \rho \quad (4.5)$$

式 (4.5) に式 (4.4) を ρ の関数として代入し、それぞれ $r_0 \sim r, p_0 \sim p$ で積分する。また理想気体の状態方程式、

$$p = \frac{\rho RT}{\mu} \quad (4.6)$$

を用いると、圧力分布の式が求められる。

$$p = p_0 \left\{ \text{HEP}_0 \left(\frac{\Gamma-1}{\Gamma} \right) \left(\frac{r_0}{r} - 1 \right) + 1 \right\}^{\frac{\Gamma}{\Gamma-1}} \quad (4.7)$$

ここで、 $\text{HEP}_0 = GM\mu/r_0RT_0$ とする。式 (4.7) と式 (4.3), (4.4) を用いて大気中の密度、温度、散逸パラメータの鉛直分布を求めることができる。

$$\rho = \rho_0 \left\{ \text{HEP}_0 \left(\frac{\Gamma-1}{\Gamma} \right) \left(\frac{r_0}{r} - 1 \right) + 1 \right\}^{\frac{1}{\Gamma-1}} \quad (4.8)$$

$$T = T_0 \left\{ \text{HEP}_0 \left(\frac{\Gamma-1}{\Gamma} \right) \left(\frac{r_0}{r} - 1 \right) + 1 \right\} \quad (4.9)$$

$$\text{HEP} = \left\{ \frac{\Gamma-1}{\Gamma} + \frac{r}{r_0} \left(\frac{1}{\text{HEP}_0} - \frac{\Gamma-1}{\Gamma} \right) \right\}^{-1} \quad (4.10)$$

^{*11} 等温大気は温度一定として、変数を密度と圧力のみとするモデルである

式(4.7)より、無限遠でも圧力がゼロとならない、つまり静水圧平衡が破れる条件は、

$$\text{HEP}_0 < \frac{\Gamma}{\Gamma - 1} \quad (4.11)$$

である。また r が大きいところで、 $\text{HEP} < 1$ となっていることが式(4.10)より分かる。惑星から十分に離れた場所では、気体の分子運動エネルギーが重力エネルギーを越え、惑星の重力に束縛されない。これは、散逸パラメータによって表される流体力学的散逸の条件の上限である。そして式(4.11)は等温大気 ($\Gamma = 1$) の場合、 $\Gamma/(\Gamma - 1) \rightarrow \infty$ となるため、流体力学的散逸の上限はないと言える。

流体力学的散逸条件の下限はどのように決まるのか。まず、等温大気の場合について考える。大気が惑星から散逸する点を臨界点と言い、その高度より上層で大気が流出をする場所である。式(4.25)より流体力学的散逸をする臨界点は $r_c = GM/2a^2 > r_0$ と書ける。これを散逸パラメータを用いて次のように表せられる。

$$\text{HEP}_0 > 2 \quad (4.12)$$

これを満たさないと臨界点は惑星表面より下にあるため、大気全体が流出することを意味している。よって式(4.11), (4.12)より等温大気における流体力学的散逸条件は

$$2 < \text{HEP}_0 < \infty \quad (4.13)$$

と書ける。

次に、ポリトロップ大気における散逸条件を考える。式(4.41)より臨界点は、 $r_c = GM/\Gamma 2a^2 > r_0$ と書ける。これは臨界点が惑星表面より遠くにある場合 ($T_c/T_0 < 1$)、

$$\text{HEP}_0 > 2\Gamma \quad (4.14)$$

と表すことができる。式(4.11), (4.14)よりポリトロップ大気における流体力学的散逸条件は以下のように書ける。

$$2\Gamma < \text{HEP}_0 < \frac{\Gamma}{\Gamma - 1} \quad (4.15)$$

4.3.4 等温大気モデル

ここでは、等温を仮定した大気における流体力学的散逸について述べる。大気の鉛直方向において温度が一定ということは、エネルギーの流入があり、等温を維持する機構が働いていることを意味している。流体が惑星から離れるにつれて重力エネルギーは減少するが、気体分子の熱運動エネルギーは変化しないため、流体は散逸する。

4.3.4.1 基礎方程式と臨界点

流体力学的散逸をする流体の運動を表す方程式は、

$$4\pi r^2 \rho(r) v(r) = \text{constant} \quad (4.16)$$

$$v \frac{dv}{dr} + \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} + \frac{GM}{r^2} = 0 \quad (4.17)$$

$$T(r) = T_0 = \text{constant} \quad (4.18)$$

ここで、 $v(r)$ は半径 r における流体の速度である。式 (4.16) は質量保存の式で半径 r の球面を単位時間に流れ出る、または流入する質量が一定ということを表しており、式 (4.17) は運動方程式で流体に働く力が左辺第二項の圧力勾配と第三項の重力であることを表している。式 (4.18) はエネルギー保存の式であり等温条件より一定である。ここで、式 (4.17) の圧力勾配の項は理想気体の状態方程式を用いると、以下のように書ける。

$$\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} = \frac{R}{\mu} \frac{dT}{dr} + \frac{RT}{\mu\rho} \frac{d\rho}{dr} = \frac{RT}{\mu\rho} \frac{d\rho}{dr} \quad (4.19)$$

式 (4.16) を用いて式 (4.19) の密度勾配の式を書きなおすと、

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dr} = -\frac{1}{v} \frac{dv}{dr} - \frac{2}{r} \quad (4.20)$$

と速度勾配の形にできる。式 (4.17) に式 (4.19) と式 (4.20) を代入すると、速度方程式を導くことができる。

$$v \frac{dv}{dr} + \frac{RT}{\mu} \left\{ -\frac{1}{v} \frac{dv}{dr} - \frac{2}{r} \right\} + \frac{GM}{r^2} = 0 \quad (4.21)$$

$$\frac{1}{v} \frac{dv}{dr} = \left\{ \frac{2a^2}{r} - \frac{GM}{r^2} \right\} / (v^2 - a^2) \quad (4.22)$$

ここで、 a は等温音速と言い、

$$a = \left(\frac{RT}{\mu} \right)^{1/2} \quad (4.23)$$

である。式 (4.22) の右辺分子をゼロとすると、 r は次のように表せられる。

$$r = r_c \equiv \frac{GM}{2a^2} \quad (4.24)$$

この r_c を臨界距離もしくは臨界点までの距離と呼ぶ。

惑星から流体力学的散逸をする流体において、どの r においても $dv/dr > 0$ の解をとる。なぜなら、流体は圧力の小さい方へ、つまり無限遠に向かって速度が増加しなければ、散逸が起きないからである。式 (4.22) は $v(r) = a$ の場合、分母がゼロとなるため特異点を持つ。 $r = r_c$ の場合、 $v = a$

のとき以外は式 (4.22) の右辺はゼロとなり、また $v = a$ の場合、 $r = r_c$ のとき以外式 (4.22) の右辺は $\pm\infty$ となる。よって $dv/dr > 0$ を満たす解は式 (4.22) の右辺が、分子 = 0, かつ分母 = 0 のときなので、

$$r = r_c \equiv \frac{GM}{2a^2} \quad (4.25)$$

かつ

$$v(r_c) = a = \left(\frac{2r_c}{GM}\right)^{1/2} = \frac{v_{sec}(r_c)}{2} \quad (4.26)$$

の場所である。この点が臨界点である。ここで、 $v_{sec}(r_c) = \sqrt{2GM/r_c}$ は臨界点における脱出速度である。また式 (4.22) の速度方程式を積分すると、以下の解が得られる。

$$\frac{v^2}{2} - a^2 \ln(v) = 2a^2 \ln(r) + \frac{GM}{r} + \text{constant} \quad (4.27)$$

臨界解は遷音速解とも呼ばれ、惑星近傍において亜音速 ($r < r_c$) で出発し臨界点を超えると超音速 ($r_c > r$) に達する。この解が唯一 $v = a$ である音速点を通して無限遠に向かって加速する。この解の幾何学的性質は図 4.3 で示されている。図 4.3 は $r_c = 5R_p$ の場合を表している。太線は式 (4.25), (4.26) を通る流体力学的散逸をする流体の解である。臨界点を通る解は他にも 1 つあるが、その場合超音速から臨界点を通り亜音速になるため (つまり速度が減少している)、散逸を起こさない。更に、初期速度が小さい場合、臨界点に達することができない。そして初期速度が超音速の場合も流体力学的散逸はしない。他の曲線は数学的な解である。

4.3.4.2 等温大気におけるエネルギーの役割

単位質量あたりのエネルギーの式は分子運動エネルギーと重力エネルギー、そしてエンタルピーの和で表せられ、

$$\begin{aligned} e(r) &= \frac{v^2}{2} - \frac{GM}{r} + \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{RT}{\mu} \\ &= \frac{v^2(r)}{2} - \frac{GM}{r} + \frac{5RT}{2\mu} \end{aligned} \quad (4.28)$$

とかける。流体が単原子の理想気体と考えると、 $\gamma = c_p/c_v = 5/2$ ^{*12} でエンタルピーが $5RT/2\mu$ となる。等温大気における臨界点では、運動エネルギーと重力エネルギー、内部エネルギーの合計がゼロになるため、式 (4.28) は以下のように表せられる。

$$e(r) = e(r_0) + \frac{v^2 - v_0^2}{2} - \frac{GM}{r} \left(1 - \frac{r_0}{r}\right) \quad (4.29)$$

^{*12} 内部エネルギー $3/2$ と断熱過程の仕事に関するポテンシャル 1 の和

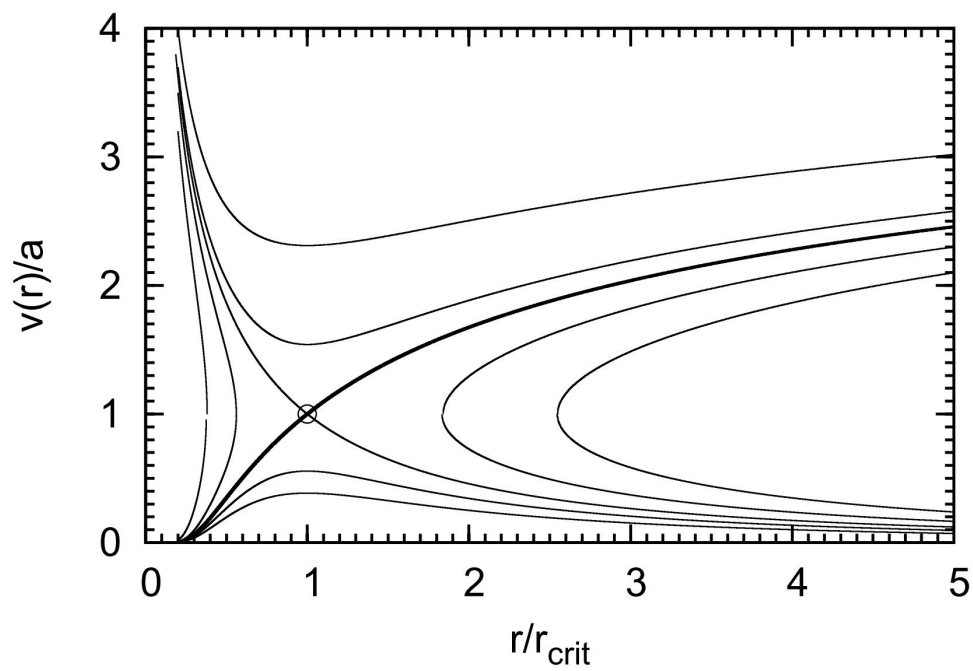


図 4.3 等温大気における速度方程式の解のトポロジー．縦軸は高度を臨界点 r_c で規格化したもので，横軸は速度を等温音速で規格化した値である．また $r_c = 5R_p$ の場合である．図における丸印は臨界点，太い曲線は臨界解を示している．梅本 (卒論,2010) より引用．

この式は等温大気におけるエネルギーが一定ではない、つまり第2項と第3項の合計に等しいエネルギーが等温を維持するために必要であることを示している。惑星表面 $v^2 < a^2 < v_{esc}^2$ において、 $a^2 \ll v_{esc}^2$ のためエネルギーは負の値を取り、重力エネルギーとほぼ同じの

$$e(r_0) \simeq -\frac{GM}{r_0} \quad (4.30)$$

となる。また、 $v^2 > a^2$ 、 $v^2 > GM/r$ が成り立つような遠方では、 $v \gg a$ のときエネルギーは運動エネルギーと同程度の

$$e(r \rightarrow \infty) \simeq \frac{v^2}{2} \quad (4.31)$$

となる。付加されたエネルギーは流体を重力による束縛から解放し、運動エネルギーを与え、そして大気を等温に保つ。

4.3.4.3 遷音速解における速度分布と密度分布の導出

臨界点 (r_c, v_c) より、式 (4.27) の積分定数を求め、遷音速解を書き直すと以下のように表される。

$$v \exp\left(-\frac{v^2}{2a^2}\right) = a\left(\frac{r_c}{r}\right)^2 + \exp\left\{-\frac{2r_c}{r} + \frac{3}{2}\right\} \quad (4.32)$$

ここで $r = r_0$ とおくと、 $v_0 \ll a$ なので、

$$\begin{aligned} v_0 &\simeq a\left(\frac{r_c}{r_0}\right)^2 \exp\left\{-\frac{2r_c}{r_0} + \frac{3}{2}\right\} \\ &= a\left(\frac{v_{esc}(r_0)}{2a}\right)^4 \exp\left\{-\frac{v_{esc}^2(r_0)}{2a^2} + \frac{3}{2}\right\} \end{aligned} \quad (4.33)$$

と書ける。等温大気において初速 v_0 が式 (4.33) の値をとる場合に流体は超音速になる。

式 (4.32) と式 (4.33)、式 (4.16) より $r^2 v \rho = r_0^2 v_0 \rho_0$ を用いて v を消去すると密度分布を導くことができる。

$$\frac{\rho}{\rho_0} \exp\left\{\frac{1}{2}\left(\frac{v_0 \rho_0 r_0^2}{a \rho r^2}\right)^2\right\} = \exp\left\{-\frac{GM}{a^2}\left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r}\right)\right\} \quad (4.34)$$

静水圧平衡が成り立っている場合の圧力分布は式 (4.5) で求められている。この式に状態方程式 (4.6) を圧力 p の関数として代入し、それぞれ、 $r_0 \sim r$ 、 $\rho_0 \sim \rho$ で積分すると次の密度分布が得られる。

$$\frac{\rho(r)}{\rho_0} = \exp\left\{-\frac{GM}{a^2}\left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r}\right)\right\} \quad (4.35)$$

ここで $v_0 \ll a$ の場合、式 (4.34) と式 (4.35) は等しくなる。これは亜音速の v_0 における密度分布は静水圧平衡が成り立つ大気に似ていることを表しており、さらにこの関係は別に運動方程式からも

導くことができる。亜音速領域では運動方程式の速度勾配項が圧力勾配項に比べて無視できる程小さいため、式(4.17)と式(4.5)は等しくなる。まとめると、臨界点よりも下側の密度分布は静水圧平衡によって決められ、臨界点よりも高度が上側では主に速度増加を促す力によって決まることを示している。

4.3.4.4 散逸フラックス

単位時間あたりに惑星から宇宙空間に散逸する大気の質量を散逸フラックス (\dot{M}) とする。式(4.34)に $r = r_c$ を代入すると、

$$\rho_c = \rho_0 \exp \left\{ -\frac{GM}{a^2} \left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r_c} \right) - \frac{1}{2} \right\} \quad (4.36)$$

と書けるため、等温大気モデルにおいて散逸フラックスは

$$\begin{aligned} \dot{M} &= 4\pi r_c^2 a \rho(r_c) \\ &= 4\pi \rho_0 a r_c^2 \exp \left\{ -\frac{GM}{a^2} \left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r_c} \right) - \frac{1}{2} \right\} \\ &= 4\pi \rho_0 a r_0^2 \left\{ \frac{v_{sec}(r_0)}{2a} \right\}^4 \exp \left\{ -\frac{v_{sec}^2(r_0)}{2a^2} + \frac{3}{2} \right\} \end{aligned} \quad (4.37)$$

と表すことができる。ただし $v_0 \ll a$ の場合で、臨界点の位置と散逸フラックスの値は r_0 と r_c の間の条件に依存する。

4.3.5 ポリトロープ大気モデル

ポリトロープ大気モデルでは温度の変数を加える。そのため r に依存して温度や速度の分布が変化し、臨界点の位置や散逸フラックスにも影響を与える。

4.3.5.1 基礎方程式と臨界点

基礎方程式は、式(4.3)、式(4.4)、式(4.16)、式(4.17)、式(4.18)で求められている式を用いる。 $dx/x = d(\ln x)$ ^{*13}を使い、式(4.17)の圧力勾配の項は式(4.4)から、

$$\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} = \frac{p}{\rho} \frac{d \ln p}{dr} = \frac{\Gamma RT}{\mu} \left\{ -\frac{1}{v} \frac{dv}{dr} - \frac{2}{r} \right\} \quad (4.38)$$

*13 x は任意の変数

と書けるため、運動方程式 (4.17) は新たに以下のように書きなおせる。

$$v \frac{dv}{dr} + \frac{\Gamma RT}{\mu} \left\{ -\frac{1}{v} \frac{dv}{dr} - \frac{2}{r} \right\} + \frac{GM}{r^2} = 0 \quad (4.39)$$

$$v \frac{dv}{dr} = \left\{ \frac{2\Gamma a^2}{r} - \frac{GM}{r^2} \right\} / \{v^2 - \Gamma a^2\} \quad (4.40)$$

臨界点 r_c と臨界速度 $v(r_c)$ を用いると、等温大気モデルと同様に、

$$r_c = \frac{GM}{2\Gamma a^2(r_c)} \quad (4.41)$$

$$v(r_c) = \sqrt{\Gamma} a = \left(\frac{GM}{2r_c} \right)^{1/2} = \frac{v_{sec}(r_c)}{2} \quad (4.42)$$

と表される。等温大気モデルでの音速 a が Γa となっただけで、ほぼ同じであるが、ポリトロープ大気モデルでは等温音速 a が r に依存しているため、解析解を持たない。

4.3.5.2 ポリトロープ大気におけるエネルギー

運動方程式の圧力勾配項はポリトロープ関係式 $p \propto (p/\rho)^{\Gamma/\Gamma-1}$ を用いて、次のように求められる。

$$\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} = \frac{\Gamma}{\Gamma-1} \frac{p}{\rho} \frac{d \ln(p/\rho)}{dr} = \frac{\Gamma}{\Gamma-1} \frac{d}{dr} \left(\frac{p}{\rho} \right) \quad (4.43)$$

よって運動方程式 (4.39) は以下のように書きなおせる。

$$v \frac{dv}{dr} + \frac{\Gamma}{\Gamma-1} \frac{d}{dr} \left(\frac{p}{\rho} \right) + \frac{GM}{r^2} = \frac{d}{dr} \left\{ \frac{v^2}{2} + \left(\frac{\Gamma}{\Gamma-1} \right) \frac{RT}{\mu} - \frac{GM}{r} \right\} = 0 \quad (4.44)$$

ここで、 $\Gamma \neq 1$ である。流体力学的散逸をするポリトロープ大気は一定のパラメータを持っていることを意味しており、これを e_Γ とすると、

$$e_\Gamma \equiv \frac{v^2}{2} + \left(\frac{\Gamma}{\Gamma-1} \right) \frac{RT}{\mu} - \frac{GM}{r} \quad (4.45)$$

と表せる。 e_Γ は時間的・空間的に依存しない保存量であり、これをエネルギー一定数とする。式 (4.45) の右辺の項は、順に運動エネルギーの項、運動エネルギーとポリトロープ関係を満たすためのエネルギー流入の項、重力エネルギーの項である。

遷音速解が存在するとき、大気下層で亜音速の流体は無遠慮で超音速に漸近する v_∞ となる。無遠慮では、質量保存の式 (4.16) より $\rho(r \rightarrow \infty) = 0$ 、ポリトロープ関係式より $T(r \rightarrow \infty) = 0$ となる。また無遠慮では重力エネルギーがゼロになるため、エネルギー一定数 e_Γ は、

$$e_\Gamma = e(r \rightarrow \infty) = \frac{v_\infty^2}{2} \quad (4.46)$$

と書ける。流体が惑星から脱出するためには、エネルギー定数は正の値をとらなければならない。式(4.45)に r_c を当てはめ、式(4.41), (4.42)を用いると、次のようになる。

$$e_\Gamma = \left(\frac{5-3\Gamma}{\Gamma-1}\right) \cdot \frac{\Gamma a^2}{2} = \left(\frac{5-3\Gamma}{\Gamma-1}\right) \cdot \frac{v^2(r_c)}{2} = \left(\frac{5-3\Gamma}{\Gamma-1}\right) \cdot \frac{GM}{4r_c} \quad (4.47)$$

また $e_\Gamma > 0$ なので、 Γ は $1 < \Gamma < 5/3$ の範囲にある。

最後に、ポリトロープ大気へのエネルギー流入について考える。流体のエネルギーの式(4.28)より e_Γ を用いると、

$$e(r) = \frac{v^2}{2} - \frac{GM}{r} + \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{RT}{\mu} = e_\Gamma - \frac{\gamma-\Gamma}{(\gamma-1)(\Gamma-1)} \frac{RT(r)}{\mu} \quad (4.48)$$

となる。また、ポリトロープ大気への単位質量あたりの全エネルギー流入は、

$$\Delta e = e(\infty) - e(r_0) = \frac{\gamma-\Gamma}{(\gamma-1)(\Gamma-1)} \frac{RT(r_0)}{\mu} \quad (4.49)$$

と表せる。 $\Gamma \neq 1$ の場合、式(4.49)を両辺微分することで、大気へのエネルギー流入と温度勾配の関係式を得られる。

$$\frac{de}{dr} = -\frac{\gamma-\Gamma}{(\gamma-1)(\Gamma-1)} \frac{R}{\mu} \frac{dT}{dr} \quad (4.50)$$

$\Gamma = \gamma$ の場合、大気にエネルギーの流入はなく、ポリトロープ大気が断熱膨張しているため、大気は重力に束縛され流体のエネルギー $e(r_0)$ は負の値をとる。そのため、大気中の流体は散逸することが出来ない。 $1 < \Gamma < \gamma$ の場合は、エネルギーの流入が正であり、温度は大気の宇宙空間の方向に向かって減少する。

4.3.5.3 温度分布と速度分布の導出

速度分布はエネルギー保存の式(4.45)を解くことによって得られる。式(4.45)はポリトロピクな関係式と質量保存の式を用いて r と v の関数として書き表せる。

$$e_\Gamma = \frac{v^2}{2} + \frac{\Gamma}{\Gamma-1} a_c^2 \left(\frac{r}{r_c}\right)^{2-2\Gamma} \left(\frac{v}{v_c}\right)^{1-\Gamma} - \frac{v_{esc}^2(r_c)}{2} \frac{r_c}{r} \quad (4.51)$$

これに、式(4.43)と次の無次元量 $x = r/r_c$, $w = v/v_c$ を用いて次式を求めた。

$$\frac{v_c^2}{2} w^2 + \frac{1}{\Gamma-1} v_c^2 x^{2-2\Gamma} w^{1-\Gamma} - \frac{2v_c^2}{x} = e_\Gamma \quad (4.52)$$

これに、式(4.47)を代入すると、

$$w^{\Gamma+1} - w^{\Gamma-1} \left(\frac{4}{x} + \frac{5-3\Gamma}{\Gamma-1}\right) + \frac{2}{\Gamma-1} x^{2-2\Gamma} = 0 \quad (4.53)$$

となり, x と w の関係が表せられる. $w \ll 1$ の場合, 第1項は無視することができるため以下の式を得る.

$$w \simeq \left\{ \frac{2}{\Gamma-1} x^{3-2\Gamma} / \left(4 + \frac{5-3\Gamma}{\Gamma-1} x \right) \right\}^{1/(\Gamma-1)} \quad (4.54)$$

これは, 惑星表面付近における速度分布である. 一方, 無限遠では, $\Gamma > 1$ で $w \rightarrow \sqrt{(5-3\Gamma)(\Gamma-1)}$ となるため, 無限遠での速度は以下のように書ける.

$$v_\infty^2 = \left(\frac{5-3\Gamma}{\Gamma-1} \right) v_c^2 = \left(\frac{5-3\Gamma}{\Gamma-1} \right) \frac{GM}{2r_c} \quad (4.55)$$

また, ポリトロープ大気における温度分布はポリトロープ関係式と質量保存の式 (4.16) を用いて r と u を用いて次のように表せる.

$$\frac{T(r)}{T(r_c)} = \left(\frac{v}{v_c} \right)^{1-\Gamma} \left(\frac{r}{r_c} \right)^{2-2\Gamma} \quad (4.56)$$

4.3.5.4 散逸フラックス

惑星表面の密度 ρ_0 と温度 T_0 を与え, 更に v_0 が分かると散逸フラックス \dot{M} を求めることができる. 大気の底で式 (4.56) と無次元量 x, w を用いると,

$$T_c = T_0 w_0^{\Gamma-1} x_0^{2\Gamma-2} \quad (4.57)$$

が得られ, 式 (4.57) に式 (4.43) を代入すると,

$$\frac{\Gamma R T_0}{\mu} w_0^{\Gamma-1} x_0^{2\Gamma-2} = \frac{GM}{2r_0} x_0 \quad (4.58)$$

が求められる.

式 (4.43) から $v_c = \sqrt{\Gamma R T_c / \mu}$ が導かれ, これに式 (4.57) を代入すると惑星表面での速度 v_0 を得る.

$$\begin{aligned} v_0 &= w_0 v_c \\ &= w_0 \sqrt{\frac{\Gamma R T_c}{\mu}} \\ &= w_0^{(\Gamma+1)/2} x_0^{\Gamma-1} \sqrt{\frac{\Gamma R T_0}{\mu}} \end{aligned} \quad (4.59)$$

以上より散逸フラックスは,

$$\dot{M} = 4\pi r_0^2 \rho_0 w_0^{(\Gamma+1)/2} x_0^{\Gamma-1} \sqrt{\frac{\Gamma R T_0}{\mu}} \quad (4.60)$$

である。

ここで $w_0 \gg 1$ の場合, 式 (4.54) を用いて w_0 を x_0 で表すことができる。

$$x_0 \simeq \left\{ \frac{8\Gamma RT_0}{\mu v_{esc}^2(r_0)} - 4\Gamma + 4 \right\} / (5 - 3\Gamma) \quad (4.61)$$

また臨界点は,

$$r_c = \frac{(5 - 3\Gamma)r_0}{\{4 - 4\Gamma + 8\Gamma RT_0 / \mu v_{esc}^2(r_0)\}} \quad (4.62)$$

と書け, 大気の底は $0 < x_0 < 1$ の範囲にあるので, 式 (4.61) は次のように書ける。

$$\frac{\Gamma - 1}{2\Gamma} < \frac{RT_0}{\mu v_{esc}^2(r_0)} < \frac{\Gamma + 1}{8\Gamma} \quad (4.63)$$

また w_0 は式 (4.58) を用いると,

$$w_0 = \left\{ \frac{\mu v_{esc}^2(r_0)}{4\Gamma RT_0} \right\}^{1/(\Gamma-1)} \cdot x_0^{(3-2\Gamma)/(\Gamma-1)} \quad (4.64)$$

式 (4.61), (4.64) の値を式 (4.60) に代入することでポリトロープ大気モデルに関する散逸フラックスは次のように見積もることができる。

$$\dot{M} \simeq 4\pi r_0^2 \rho_0 \sqrt{\frac{\Gamma RT_0}{\mu}} \left\{ \frac{\mu v_{esc}^2(r_0)}{4\Gamma RT_0} \right\}^{(\Gamma+1)/2(\Gamma-1)} \left[\left\{ \frac{8\Gamma RT_0}{\mu v_{esc}^2(r_0)} - 4\Gamma + 4 \right\} / \{5 - 3\Gamma\} \right]^{(5-3\Gamma)/2(\Gamma-1)} \quad (4.65)$$

5 等温大気における数値計算モデル

5.1 基礎方程式

この数値モデルは球対称の水素分子大気における一次元時間発展の非粘性オイラー方程式を陽的に解き、定常解を得る手法である。陽的解法とは、既知の値 x_i, y_i だけを用いれば、未知の値 y_{i+1} が求められるという方法である。陽的解法のオイラー法などは、グリッド数を多くすることで、精度の良い結果が求められる。グリッド間隔はその現象の変化の速さに関係があり、変化が速ければ間隔を狭くし、逆に現象の変化が緩やかであれば、グリッド間隔は大きくとっても精度良く求めることができる。

等温大気モデルの数値計算において基礎方程式は以下の形で用いられる。

$$\frac{\partial(\rho r^2)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v r^2)}{\partial r} = 0 \quad (5.1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{GM}{r^2} \quad (5.2)$$

$$T(r) = T_0 = \text{constant} \quad (5.3)$$

ここで、 ρ は密度、 r は惑星中心からの距離、 v は速度、 p は圧力、 G は万有引力定数、 M は惑星質量、 T_0 は下部境界における温度である。式 (5.1) は質量保存の式、式 (5.2) は運動方程式、式 (5.3) は等温条件におけるエネルギー保存の式である。定数などは表 8.1 にまとめてある。

表 5.1 モデルで用いた定数

記号	意味	値	単位
G	万有引力定数	$G = 6.67 \times 10^{-11}$	$\text{m}^3/\text{s}^2 \cdot \text{kg}$
M	惑星質量	$M = 5.97 \times 10^{24}$	kg
R_p	惑星半径	$R_p = 6.36 \times 10^6$	m
R^*	比気体定数	$R^* = \frac{R}{\mu}$	J/K·kg
μ	平均分子量	$\mu = 2.0 \times 10^{-3}$	kg
R	気体定数	$R = 8.3144$	J/K·mol
N_A	アボガドロ定数	$N_A = 6.02 \times 10^{23}$	mol ⁻¹

式 (5.1) は CIP-CSL2 法、式 (5.2) はセミ・ラグランジュ法を用いて、移流項を CIP 法、非移流項を差分法を用いて解いた。計算手法については、付録 C にて紹介する。

5.2 計算設定

また、この時用いる格子点間隔は以下のようにおいた。

$$r_i = r_0 \left(\frac{r_N}{r_0} \right)^{(i/N)^\beta} \quad (5.4)$$

$$(i = 0, 1, \dots, N)$$

i は格子点番号 (下付き文字の 0 が下部境界における境界値, N が上部境界における境界値), N は計算領域内のグリッド数, β は格子点集中の度合いを示す数で, 大きくするほど格子点は下部境界に集中する. 本数値計算では $\beta = 1$ とした. また, 陽的解法の場合タイムステップは CFL (Courant-Friedrichs-Lewy) 条件によって制限される. 計算領域全体のタイムステップ Δt は以下のようにする.

$$\Delta t = \nu \min \left\{ \frac{\Delta x_i}{c_i} \right\} \quad (5.5)$$

ここで, ν はクーラン数 ($0 < \nu \leq 1$), i は格子点番号, Δx_i は格子点間隔, c_i は格子点間の情報伝搬速度である. 格子点は格子点間隔が r の増加に伴い, 指数関数的に大きくなるように定義した. 境界条件は下端数密度, 温度を固定し, その他の境界条件は線形外挿法より与えた. 初期状態は密度が r^{-2} に比例させ, 速度 v は計算領域にわたり 10^{-5} m/s 一定, 温度 T は下部境界温度において一定とした.

5.2.1 変数の設定

数値計算では, 流体力学的散逸の物理的性質を知るために, パラメータを変化させて計算をした. 以下は, 今回のモデルで変化させたパラメータである.

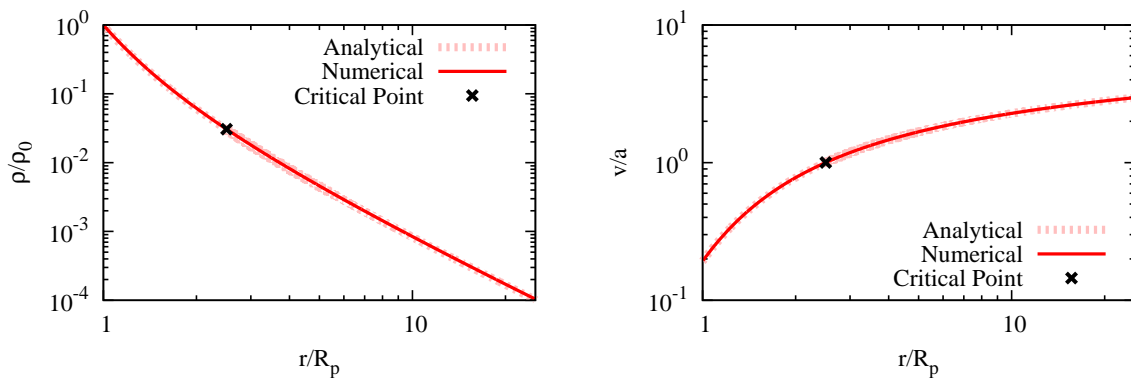
表 5.2 モデルで用いたパラメータ

記号	意味	値
n_0	下部数密度	$n_0 = 5 \times 10^{17} - 5 \times 10^{19} [\text{m}^{-3}]$
HEP	散逸パラメータ	HEP = 5 - 25
N	グリッド数	$N = 100 - 1000$

6 モデルの適用

6.1 計算結果と考察

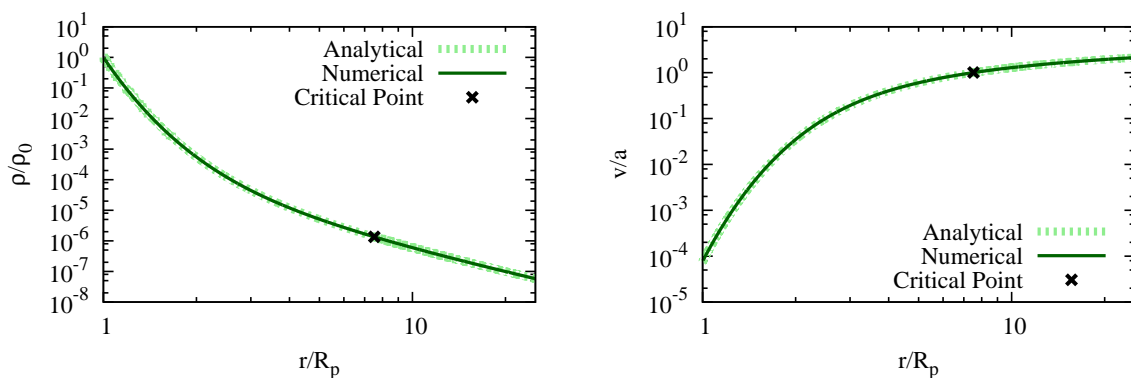
6.1.1 散逸パラメータの変化



[a] 密度分布

[b] 速度分布

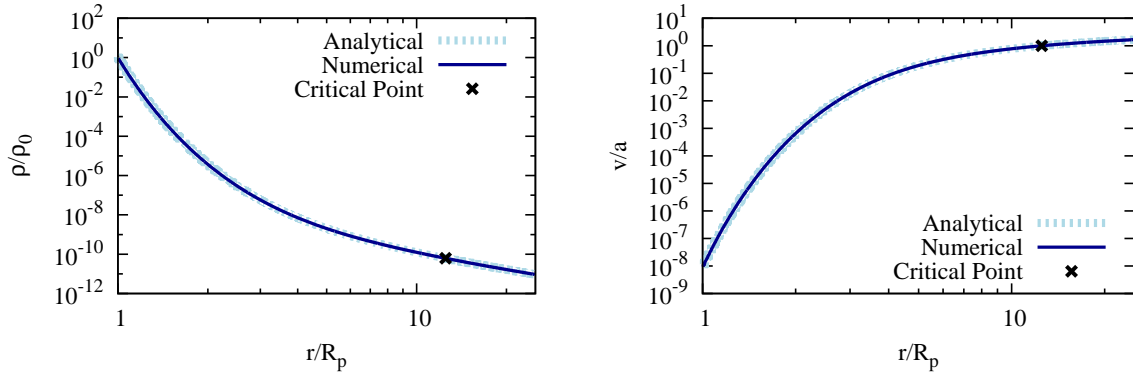
図 6.1 HEP = 5 における密度分布 [a] と速度分布 [b] である．[a]：縦軸は下部境界密度で規格化した密度，横軸は地球半径で規格化した惑星中心からの距離である．[b]：縦軸は等温音速で規格化した速度，横軸は地球半径で規格化した惑星中心からの距離である．また点線は解析解，実線は数値解を表しており，“grid = 1000”における値を用いた．黒色のバツ印は臨界点を表している．下部境界数密度は $n_0 = 5.0 \times 10^{18} \text{ (m}^{-3}\text{)}$ とした．



[a] 密度分布

[b] 速度分布

図 6.2 HEP = 15 における密度分布 [a] と速度分布 [b] である．縦軸や横軸，プロットしたデータについては図 6.1 と同様である．



[a] 密度分布

[b] 速度分布

図 6.3 HEP = 25 における密度分布 [a] と速度分布 [b] である。縦軸や横軸、プロットしたデータについては図 6.1 と同様である。

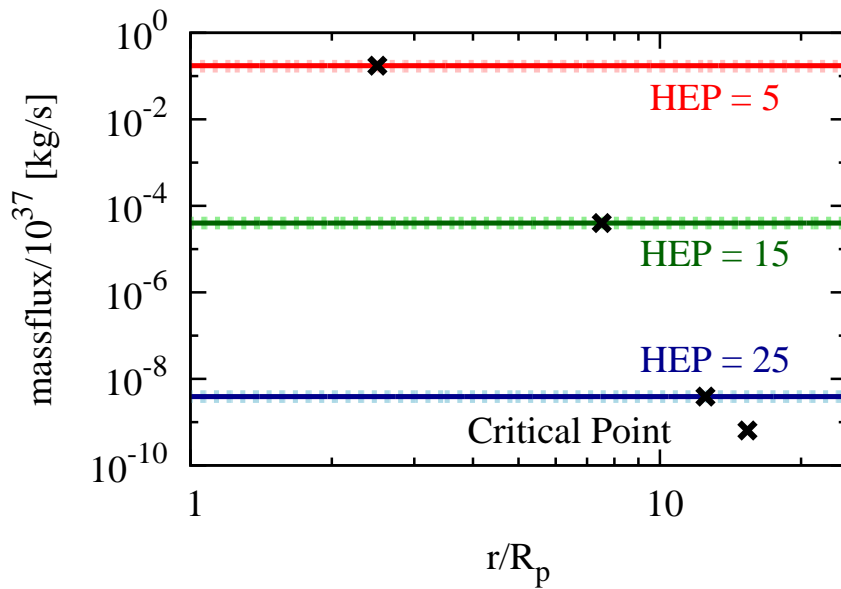


図 6.4 HEP = 5, 15, 25 における規格化した質量フラックス分布。縦軸は規格化した質量フラックスであり、横軸は惑星半径で規格化した惑星中心からの距離である。縦軸や横軸、プロットしたデータについては図 6.1 と同様である。

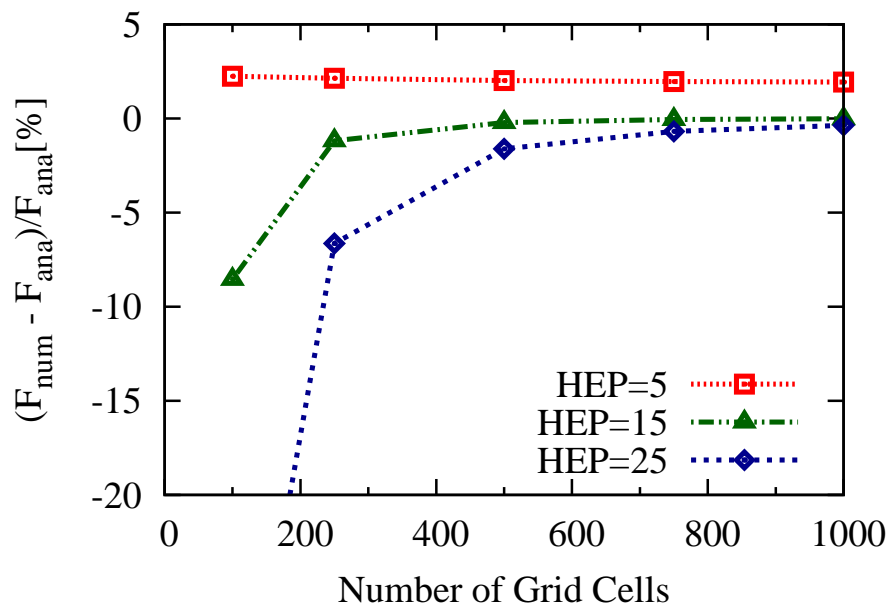


図 6.5 解析解と数値解の質量フラックスの誤差のグリッド依存性. 縦軸は数値解の質量フラックス F_{num} と解析解の質量フラックス F_{ana} を用いて解析解からの数値解の誤差を百分率で表している. また横軸はグリッドの数を表している.

密度分布

密度分布は式 (4.34) より亜音速領域では、主に静水圧平衡によって決められているが、散逸パラメータが大きくなる、つまり $v_0 \ll a$ の場合だと、静水圧平衡の寄与が顕著に見られる。散逸パラメータが大きくなると大気下層において密度分布の傾きが急になっていることが分かる。HEP が大きいと散逸しにくいということなので、大気下層において大気が地球の重力によってトラップされ、散逸する大気が少なくなることを意味している。

速度分布

大気は圧力勾配の低い方へ加速されるため、大気下層から無限遠に向かい速度が増加することで散逸する。言い換えると、地球から距離が離れると流体のポテンシャルエネルギーは減少するが、熱運動エネルギーは変化しないため、地球の重力による束縛に打ち勝って必ず宇宙空間に流出する。これは、等温大気の仮定より大気を等温に保とうとするエネルギーの流入があるため、その大気に与えられるエネルギーにより速度が増加していくことを意味している。

質量フラックス分布

質量フラックスの分布については計算領域内においてほぼ一定という計算結果が出た (図 6.4)。また、臨界点における質量フラックスを表 6.1 に示す。HEP が大きくなると大気が惑星重力によ

表 6.1 質量フラックス (Grid = 1000, $n_0 = 5.0 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$)

散逸パラメータ (HEP)	解析解 [kg/s]	数値解 [kg/s]
5	1.698213×10^{36}	1.731206×10^{36}
15	4.006165×10^{32}	4.005932×10^{32}
25	3.913431×10^{28}	3.908934×10^{28}

て束縛されるため、散逸フラックスは小さくなる。また、数値解と解析解の値はほとんど同じであるため、質量保存が成り立っていることがいえる。流体力学的散逸をする大気は、任意の高さの球面を単位時間あたりに通過する質量は一定であることを示している。

更に計算領域内のグリッドの数のみを変えて計算すると (図 6.5), グリッド数が 1000 の場合において解析解と数値解の質量フラックスの誤差が数 % 以内におさまっていることが分かる。

6.1.2 下部境界数密度の変化

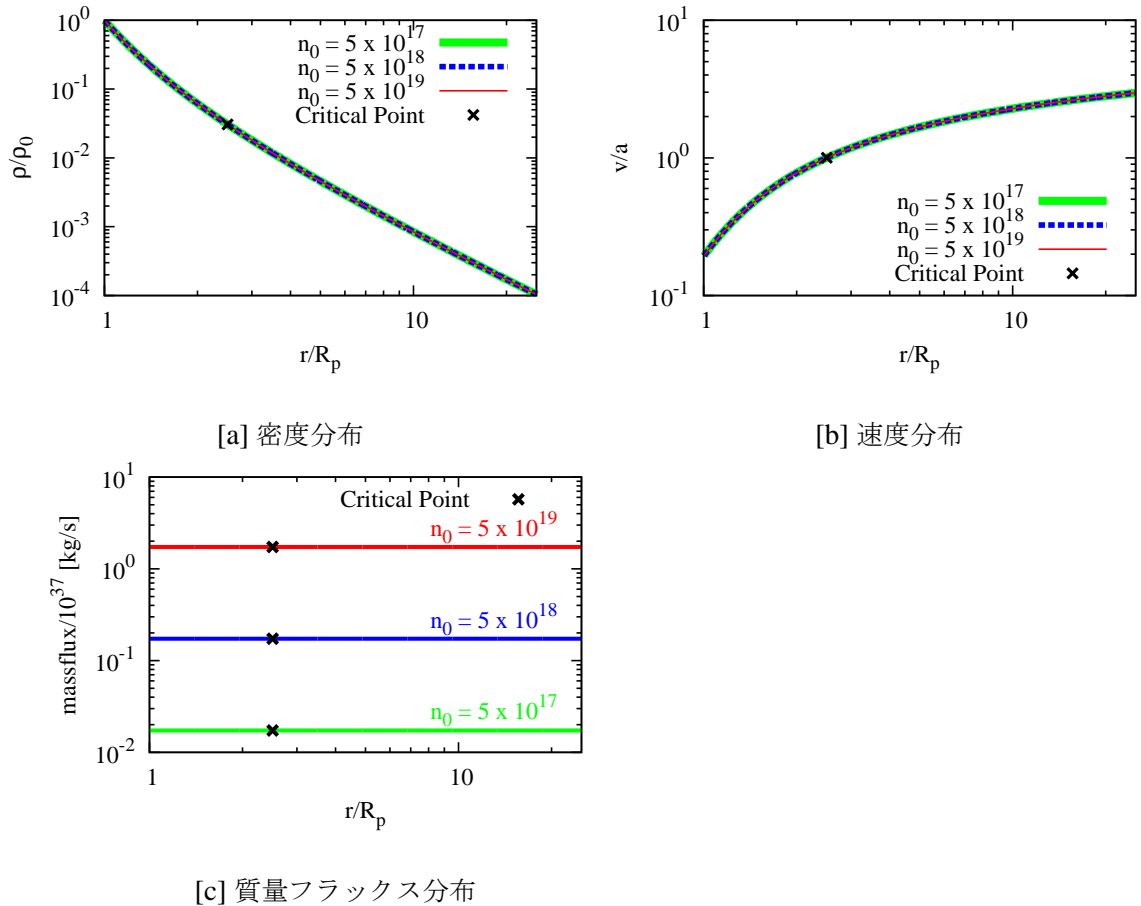
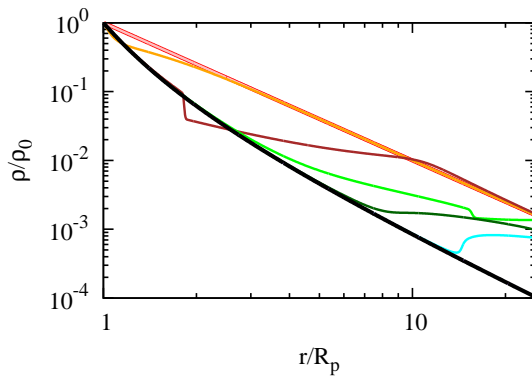
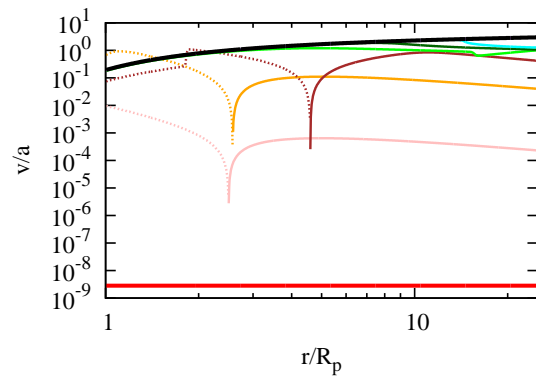


図 6.6 HEP = 5, Grid = 1000 の場合で下部境界数密度を変化させた密度分布 [a] と速度分布 [b], 質量フラックス分布 [c] を表している. 縦軸や横軸については図 6.1, 6.4 と同様である. 今回は下部境界数密度を $n_0 = 5 \times 10^{17} \sim n_0 = 5 \times 10^{19} \text{ [m}^{-3}\text{]}$ とした.

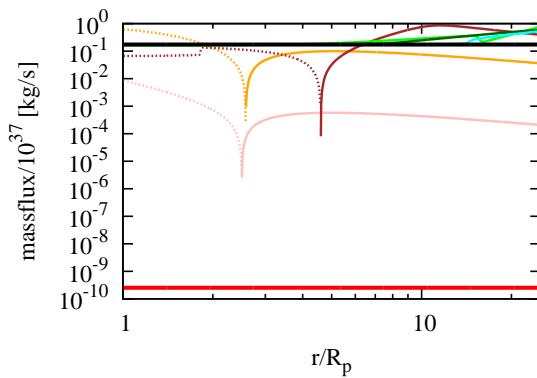
図 6.6 より下部境界における数密度を変化させた場合, 下部境界密度で規格化させた [a] の密度分布や [c] の速度分布は同じ値をとる. 密度分布については下部境界数密度以外の値を変えていないため, 規格化した値は同じとなる. さらに速度分布については, 速度を求めるにあたり数密度の変化は寄与しないため, 同じ値となる. また, 質量フラックスは質量保存の式より求められるため, 数密度の変化が直接値に影響を及ぼす. そして, 数密度が多いほど質量フラックスの値が大きくなることが分かる. この結果より, 下部境界数密度を変化させても計算に影響がないことがいえる.



[a] 密度分布の時間変化



[b] 速度分布の時間変化



[c] 質量フラックス分布の時間変化

Times (s)	Line Color
0 (Initial State)	Red
10	Pink
1 X 10 ³	Orange
1 X 10 ⁴	Brown
3 X 10 ⁴	Green
4 X 10 ⁴	Dark-Green
5 X 10 ⁴	Cyan
7 X 10 ⁴	Blue
8 X 10 ⁴	Violet
1 X 10 ⁵ (Steady Solution)	Black

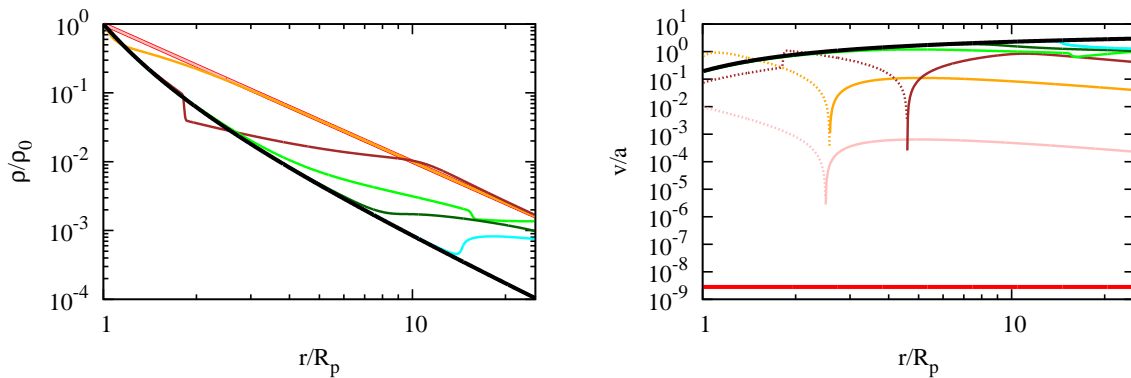
[A] プロットしたデータについて

図 6.7 HEP = 5 , Grid = 1000 , $n_0 = 5 \times 10^{18} \text{ [m}^{-3}\text{]}$ における密度分布 [a] と速度分布 [b], 質量フラックス分布 [c] の初期値から定常解までの時間変化. 縦軸や横軸については図 6.1 , 6.4 と同様である. また, プロットしたデータは [A] にまとめている.

6.1.3 数値計算の時間発展について

図 6.7 は初期状態 (赤色の線) が数値計算における定常解 (黒色の線) になるまでを追跡した図である。図 6.7 におけるプロットしたデータは図中の [A] にまとめてあり、データを取り出した時間もあわせて載せてある。これより、時間を進めて計算をしてみると初期状態から定常解に近づいていくことが分かる。ただし、点線は絶対値をとった負の値ものである。密度分布 [a] においては大気下層から徐々に定常解に近づいていき、速度分布 [b]、質量フラックス [c] においては全体的にまず定常解に大まかに近づき、その後密度分布のように下部境界から定常解になっていく。図 6.7 から初期状態の取り方によって定常解に近似していく様子が変わると考えられる。

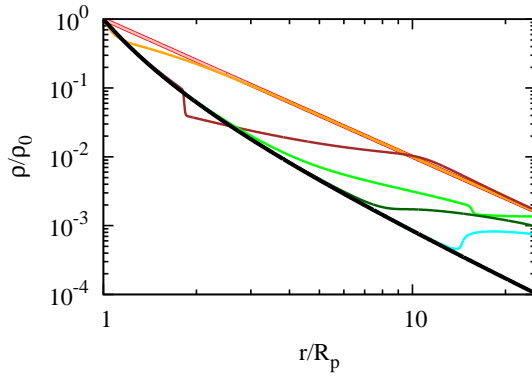
6.1.4 数値計算の時間発展・密度変化



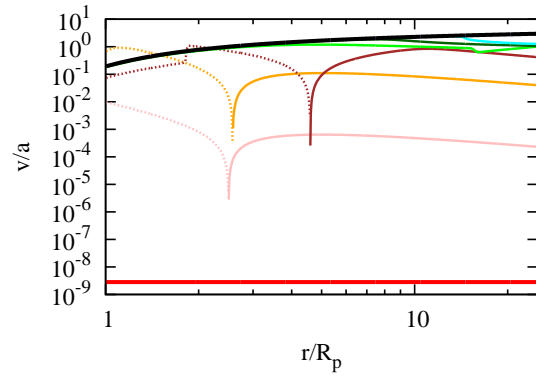
[a] 密度分布の時間変化

[b] 速度分布の時間変化

図 6.8 HEP = 5, Grid = 1000, $n_0 = 5 \times 10^{17} \text{ [m}^{-3}\text{]}$ における密度分布 [a] と速度分布 [b] の初期値から定常解までの時間変化。縦軸や横軸については図 6.1 と同様である。またプロットデータについては図 6.7 [A] を参照。

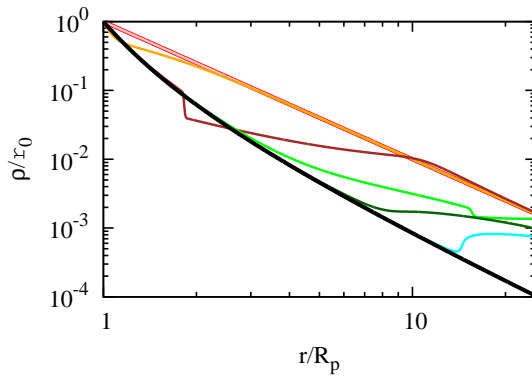


[c] 密度分布の時間変化

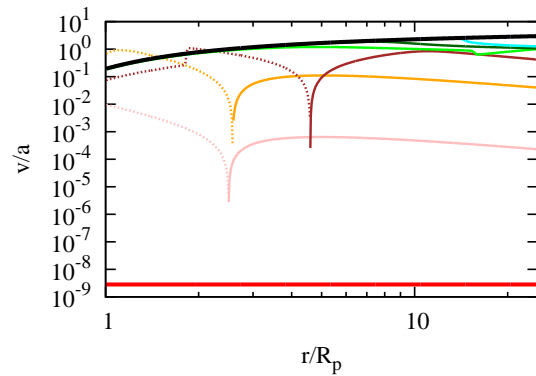


[d] 速度分布の時間変化

図 6.9 HEP = 5, Grid = 1000, $n_0 = 5 \times 10^{18} \text{ [m}^{-3}\text{]}$ における密度分布 [c] と速度分布 [d] の初期値から定常解までの時間変化. 図の説明については図 6.8 と同様.



[e] 密度分布の時間変化



[f] 速度分布の時間変化

図 6.10 HEP = 5, Grid = 1000, $n_0 = 5 \times 10^{19} \text{ [m}^{-3}\text{]}$ における密度分布 [e] と速度分布 [f] の初期値から定常解までの時間変化. 図の説明については図 6.8 と同様

6.1.5 格子点間隔の変更, 工事中

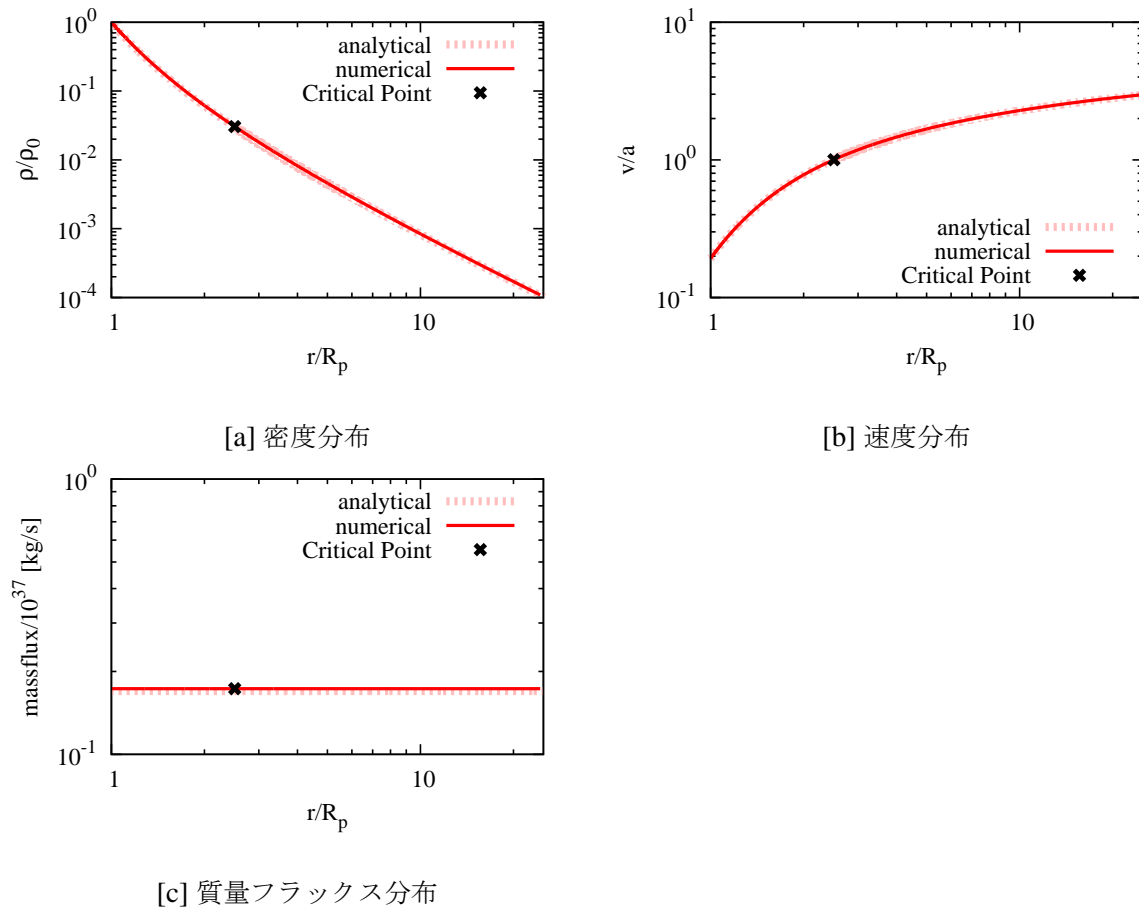


図 6.11 HEP = 5, Grid = 1000, $n_0 = 5 \times 10^{18} \text{ [m}^{-3}\text{]}$ における密度分布 [a] と速度分布 [b]. 図の説明については図 6.1 と同様である.

6.2 数値計算のまとめ

以上の結果によって、等温大気においては計算領域で質量保存が成り立っており、図 6.1 – 6.4 より、数値解の密度分布や速度分布、質量フラックス分布が HEP の値に関係なく、解析解とほぼ一致している。図 6.5 よりグリッドを細かくすることで、解析解と数値解の誤差は数 % 以内におさまっている。図 6.6 では、下部境界における数密度を変化させた場合でも、質量フラックス以外では計算には影響が出なかった。これらより、今回用いた数値モデルは等温大気における計算の手法として妥当であるといえる。

今回行った計算は、この後行う予定の EUV 放射による加熱を考えた計算をするための前段階である。この加熱を考慮した数値計算を行うことで、初期地球における環境を詳しく知るための手掛かりになると考えられる。

7 まとめ

地球が形成されてから数億年間は地球表面はマグマの海が覆っていたと考えられていた。しかし 44 億年前のジルコン粒子や 39 億年前の枕状溶岩などの発見によって、実際は地球の歴史の早い段階から地表には海が存在していた可能性が示唆されている。また、この当時の大気は水素が主成分であり、その水素を含む大気を作る還元的環境は生命の起源物質を合成するために役立っていたと考えられている。

地球の地質時代を通じて太陽は現在よりも光度が低く、地球は凍っていた可能性があるが、冥王代の証拠や始生代の地層から見つかったチャートやリン酸塩といった岩石の酸素同位体を調べてみると、当時の地球は現在よりも温暖な環境であったと指摘されている。そのギャップを埋めるために考えられているのは、現在の地球を暖めている温室効果ガスとアルベドである。Rosing et al., (2010) では、地層中に残された鉱物をもとに CO_2 濃度を推定していたが、ギャップを補うほどの CO_2 濃度は得られなかった。そのため、 CO_2 よりも温室効果の高い CH_4 の濃度や当時低かったと考えられているアルベドを総合的に考えることで暗い太陽のパラドックスは解決することができるかもしれない。

そして地球の大気進化において重要なイベントとして、現在の地球を作る要因の 1 つである酸素の台頭である。酸素発生型光合成生物の出現によりまず浅海中で O_2 濃度が上昇していき、次に大気中、そして最後に深海の O_2 濃度が上昇した。大気中に酸素が放出される原因となったのが、大酸化イベントである。このイベントのトリガーは主に地球表面を氷河が覆った全球凍結“スノーボールアース”である可能性が高い。全球凍結からの脱出には、 CO_2 やアルベドによる温室効果が用いられていたとされるが、その温室効果によって全球凍結脱出後も温度は上昇し地球表層はかなり温度が高くなっていった。それに伴って、陸域では風化作用によって栄養塩が海水中に流れ出し、さらに海底付近にある熱水噴出孔からもたらされた栄養塩が湧昇流に乗って上昇することで、透光層は富栄養化状態となるため、光合成生物が爆発的に繁殖し大気中に酸素を放出したと考えられている。全球凍結と大酸化イベントの関係は、氷河堆積物の上に BIF や酸化マンガンなどが大量に堆積していることが挙げられる。また、原生代後期に起きた全球凍結によっても酸素濃度は上昇し、現在の酸素濃度になったと考えられている。この酸素濃度の上昇によってタンパク質コラーゲンが大量に作られたため、生命の多様化が一気に進んだカンブリア爆発が起きたと考えられている。

惑星や小惑星における大気散逸は、大気の組成や量を定める上で重要なプロセスである。初期地球では、原始太陽の強力な EUV 放射によって大気が加熱され大量の水素が宇宙空間に流出していったと考えられている。これを流体力学的散逸と言い、分子の熱運動エネルギーが惑星重力による束縛エネルギーよりも大きくなることで散逸を起こす。流体力学的散逸を起こす大気(流体)は惑星表面から無限遠にむかって速度が増加し続ける、遷音速解のみである。このプロセスを理解す

るために、今回は単純なモデルを用いた。そのモデルは大気の鉛直方向において温度一定とする等温大気モデルである。また、梅本 (修士論文, 2012) で用いられた、水素一成分大気における球対称一次元を仮定した時間発展非粘性流体方程式を等温大気モデルにあてはめ、数値計算を行った。この数値モデルでは、質量保存を満たす、CIP-CSL2 法等を用いた。それにより、等温大気モデルにおける解析解と数値解は一致するという計算結果が求められた。計算結果より、HEP が大きくなると大気下層において大気の密度は急な減少を示し、流体速度が比較的小さい場合でも散逸を起こす。これらは、大気が重力によって束縛されていることに起因している。速度分布においては、HEP の値が大きいと大気下層で散逸するための十分なエネルギーを得られるからだと考えられる。等温大気の仮定は、大気を等温に保とうとするエネルギーの流入があるため、その大気に与えられるエネルギーにより速度が増加していく。そして、質量フラックスは計算領域内でほぼ一定という結果が求められ、HEP が大きいほど質量フラックスは小さくなる。これは流体力学的散逸をする大気は、任意の高さの球面を単位時間あたりに通過する質量は一定であることを示している。

今回行った計算は、この後行う EUV 放射による加熱を考えた計算をするための下準備である。この加熱を考慮した数値計算を行うことで、初期地球における環境を詳しく知るための手がかりになると考えられる。

8 謝辞

本論文の作成において、多くの方にお世話になりました。

特に指導教官の倉本 圭 教授にはお忙しい中、本研究のテーマや論文の読み方、発表について、そして本論文執筆など全てにおいて丁寧にご指導いただきました。倉本教授の指摘や助言により、研究に対する姿勢を学ばせていただき、どんなことでも疑問を持つことの大切さを改めて感じました。

また、昨年度卒業された梅本 隆史 氏には仕事でお忙しい中、数値計算についての質問を丁寧にご説明いただき、まことにありがとうございます。

そして惑星宇宙グループの皆様には、日頃の色々な場面でご協力いただき、研究をするにあたり大変励みになりました。

以上の皆様に、この場をお借りして厚く御礼申し上げます。

最後に、現在まで経済的に援助してくれた両親には深く感謝致します。

付録 A Hessler (2011) の全訳

A.1 世界最古の気候

今日の気候変動について議論するとき、どのような変化が環境や生活に影響を与えるのかについて私たちは最も関心がある。私たちは過去に着目することは、気候サイクルや自然な変化の中に現在の人為的な変化がどのようにあてはまっているか理解するのに役立つ。さらに、私たちが解決策を見つけるのに役立つだろう。

おそらく“深遠な時間”の気候変動を理解しようとする最も切実な理由は、それが地球やあるいは他の惑星の生命の起源や進化に関わるからである。今日と始生代の世界の間では著しい違いがあるのにも関わらず、その両時期で気候が地球の生命に影響を与え、また影響されてきたことは明らかである。

本論文では、現在から出来るだけ昔の 39 億年前から 25 億年前の始生累代の気候記録にまでさかのぼってみる (図 A.1)。大昔を見てみると、多くの同位体測定法の分解能をはるかにこえており、例えば南極のアイスコア中にある 50 万年前の気泡を分析することで得ることが出来るような、気候と大気の化学的性質についての詳細をたいてい失っている。その代わりに、地球の表面は何であったか？気候は熱かったか？それとも寒かったか？温室効果はあったのか？などといった、根本的な質問を私たちはしないとイケない。それに答えるため、西グリーンランドのイスア、南アフリカのバーバートン、西オーストラリアのピルバラにある 3 つの遠く離れた始生代テレーンに目を向けてみる (図 A.2)。

初期地球はハビタブルか？

知っての通り、過酷でない気候は生命の進化のための前提条件である。液体の水があったのか？生命が根付くことができるのはどの地殻なのか？今日の地球の居住可能な地表は、太陽の塵を含む回転する星雲から凝集した 46 億年前とは確かに異なっている。初めの 500 万年間の地球地殻の証拠はほんの少ししか残っておらず、西オーストラリアのジャックヒルズ礫岩から産出したほんの一握りのジルコン粒子が挙げられる (Maas et al. 1992, Wilde et al. 2001)。その小さなサイズにも関わらず、各ジルコンの結晶格子内には 44 億年前の驚くべきイベントの記録が保たれている。数ミクロン幅のイオンビームによって分析されたその化学的性質は、これらのジルコンが浮揚性(かるい)地殻の一部として形成され、液体の水が存在していたことを示唆している (Mojzsis et al. 2001, Peck et al. 2001, Wilde et al. 2001)。

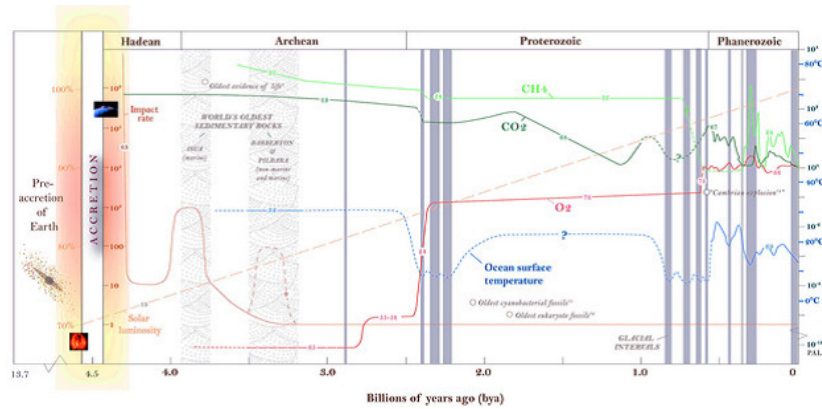


図 A.1 地質時代を通した地球の気候や大気の変化について

この図は発表された研究からデータとモデルを選んで組み合わせたものである。どのように大気や気候、生命が地球の歴史の全体にわたり相互作用や変化してきたのかについての概要を示している。CH₄ や CO₂ , O₂ の曲線は、PAL（現在の大气中レベル）に基づいており、右側の Y 軸に対数スケールを、海表面温度（°C）は右側の軸を使用している。太陽光度は現在の値を 1 として示し、左軸に書かれている。隕石の衝突率は現在の割合に基づいて、左の軸の対数スケールを用いている。各曲線のソースは、その参照番号で示される。点線は推測の領域である。顕生代における変動の詳細は、大部分が地質学的に保存され、利用可能なデータとなっているためである。



図 A.2 : バーバートンやイスア、ピルバラのテレーン。気候と生命の最も古い地質が記録されている。

もし液体の水と隆起した地殻が地球の歴史においてかなり早い段階で存在していたなら、同様に生命は存在していたのだろうか？西グリーンランドのイスアテレーンにある世界最古として知られる火山岩と堆積岩 (37 億年～39 億年前) の中に生命の存在を示唆する炭素同位体の証拠がある (Rosig 1999). その堆積岩の一部は透光 (光が通る) 層より下にある深海に堆積したものであり、現代の海洋の有機物に富む泥に似た、炭素同位体の痕跡を持つ泥質の炭素に富んだ層を含んでいる。現代海洋のように、それらの炭素に富む層は浮遊性細菌が海洋表面で死に、海底へと沈んで行き、堆積した可能性がある。グリーンランドからの証拠は、37 億年以前に生命が進化したことだけでなく、それらの光に満ちた表層水で成長した生命体は光合成生物であった可能性を示唆している。

39 億年よりも前の生命がかなり憶測であるのは、古い岩石は月にもクレーターを形成した後期重隕石爆撃 (LHB) により消失してしまったからである、現在私たちは、極限性微生物が温度 120 °C まで (Kashefi & Lovley 2003), 深さ 3km 以上 (Lin et al. 2006) で生きられることを知っている。極限性微生物は、39 億年前以前から存在し、LHB を生き残るために深部に生存領域を作ることで適応していたかもしれない (Abramov & Mojzsis 2009). 一方、干潟生態系は 35～32 億年前の間の重隕石爆撃期を生き延びた十分な証拠がある。この期間には、白亜紀 - 第三紀 (K-T) イベントより 10～100 倍の大きさの衝突が強力な津波を引き起こした (Byerly et al. 2001). 生命が LHB イベントが終わるまで進化することを“待つ”ことも、極限性微生物が重衝突期間を生き残るたった一つの適応形であることも、仮定することは必要のないように見える。

生命が LHB の前に生じたにせよ後に生じたにせよ、それは遊離酸素の助けが無く起きた。25 億年前まで遊離酸素は大気中に蓄積されていなかったことは (Rasmussen & Buick 1999, Farquhar et al. 2000, Pavlov & Kasting 2002, Holland 2006), 堆積岩や古土壌からよく証明されている。実際、現在の大气濃度まで最終的に上昇したのはたった 5 億 8 千万年前に起きたものであり、それにより陸地に複雑な生命が多様化することとなった (Des Marais et al. 1992, Knoll 1992, Canfield & Teske 1996, Narbonne & Gehling 2003).

くらい原始太陽の“パラドックス”

すなわち非常に弱い太陽であるため、初期の時代には一種の影が存在した。現在の 70% の太陽光度で (Gough 1981), 条件下では地球表面の温度は氷点下になってしまったはずである (Sagan & Mullen 1972, Kasting 1993). しかし実際に、初めて広範囲にわたる氷河の形成 (Marmo & Ojakangas 1984, Evans et al. 1997) は 23 億年まで起きておらず、そしてその頃には、太陽光度は現代レベルの 83% まで上昇していた (Gough 1981). そうだとすると、39 億年前の西グリーンランドでは液体の水が明らかに存在しており、また古代生命が存在していた可能性があるが、“冷たい”太陽の下で何が地球を凍結から防いだのか？多くの研究が、可能性のある解決策として現代の温室効果のようなものを見出そうとしてきた。コンピュータモデル (Kasting 1987, Pavlov et al. 2000,

2003, Catling et al. 2001, Goldblatt et al. 2006, Haqq-Misra et al. 2008, Rosing et al. 2010) はどのように温室効果が見られたかについて示唆を与えるが、それらには地質学的証拠によってもたらされる実際の根拠が必要である。グリーンランドのイスアテレーン是世界最古の堆積岩を含んでいるが、しかしこれら古代の堆積岩は深海に堆積したものであり、地球の大気に直接接触していない。直接大気に接する陸地に堆積した、これまでに知られている最古の地上堆積物は、バーバートンテレーン (南アフリカ) やピルバラテレーン (オーストラリア) に保存されている。

最古の気候記録

37 億年前のイスアテレーンから約 5 億年後の、南アフリカへ時間を早送りしてみる。南アフリカには、最古の生まれたままの状態の地殻 (今日いまだ露出しているスワジランド近くのバーバートンにある緑色岩体) が保存されており、その地殻では、32 億年以上前より雨がたたき、川が横切り、そして微生物マットがコロニーを形成していた。西オーストラリアのピルバラ地区と共に、これらの緑色岩は最古の地表堆積物であり、大気と地殻間の相互作用の最古の直接的な証拠である。その岩石は、それゆえに最古の気候記録と言われている。

バーバートンの岩石は地表面温度について私たちに何を語るのか？まず、氷河による堆積物または浸食作用の証拠、具体的には分岐を受けていない漂礫土、ドロップストーン、岩盤上の氷河の削痕が存在しない。次に、液体の水による堆積物の証拠は多数存在する。具体的には、砂岩中の漣痕、潮汐によって堆積した砂岩と頁岩の互層、高潮によって作られた砂漠の斜交層理、そして川によって運ばれた丸い礫岩などが挙げられる (図 A.3)。この自由に動ける液体の水があるという証拠より、私たちは気温がおよそ $0\sim 100\text{ }^{\circ}\text{C}$ の間にあっただろうと支障なく推測できる。イスアテレーンにある海洋堆積岩から、37 億年前にさかのぼっても、私たちは自由に動く水があったことをすでに知っている。ではバーバートンやピルバラテレーンは、私たちにどのような新しい情報を示してくれるのだろうか？

35~32 億年前の気温をより正確に求める為に、バーバートン岩石に保存された安定酸素同位体 ($\delta^{18}\text{O}$) 値を測定する研究が行われて来た (Knauth & Lowe 2003, Hren et al. 2009, Blake et al. 2010)。ここで研究された最も一般的な岩石はチャートであり、チャート中のシリカは、一般的に (1) 流体 (たとえば海水や熱水) などから直接的に堆積するか、(2) シリカに富む海洋生物の殻として海底に堆積したか、または (3) 他の“前駆体”鉱物の珪化の結果として形成される。チャートはバーバートンテレーンに豊富にあり、また海水から直接沈殿することができるので、これらの岩石試料は古海洋に関する重要な情報を保存していると考えられている。

特にチャートは安定酸素同位体を含み、(安定炭素同位体と同様に) 最近の地質時代についての海洋温度を推定する根拠となっている (Zachos et al. 2007)。最近の地質時代については、それらの推定は通常炭酸塩 (CaCO_3 、言い換えると石灰岩) を含む岩石に基づいている。しかし、炭酸塩岩は



図 A.3 : 南アフリカ, バーバートンの緑色岩帯に保存された地表プロセス

(A) 浅海堆積物由来の薄い砂岩と頁岩の積層, (B) 現在の河川堆積物由来の砂岩の波紋 (矢印は流れの方向を示す), (C) 浅海堆積物由来の斜交層理, (D) 金鉱から河川によって運ばれ丸くなった礫岩のボウリングコアを示している.

バーバートンでは保存されておらず、チャートは豊富に存在する。チャートの同位体と温度の関係についてここでまとめておくことにしよう。チャートは海水から析出するときには、海水温度 (T) に応じて様々な割合の ^{18}O の同位体元素を獲得する。この関係は数学的に定義され、次式に従う。

$$(3.09 \times 10^6 \text{T}^{-2}) - 3.29 = \delta^{18}\text{O}_{\text{chert}} - \delta^{18}\text{O}_{\text{seawater}}$$

炭酸塩岩については、沈殿反応が異なっているので方程式も異なる。

バーバートンのチャートは ^{18}O に強く乏しいことが発見され、それから見積もられる当時の海洋温度は現代海洋の平均温度の 4 倍以上の推定 $\sim 70^\circ\text{C}$ である。それらの結果は始生代海洋の酸素同位体値は現代海洋のそれと同じようであったという仮定に基づいており、依然議論的となっている (Kasting et al. 2006, Jaffres et al. 2007)。最近、研究者はバーバートンのチャートについて再検討し、2つの安定同位体の $\delta^{18}\text{O}$ と δD (水素) の関係を組合わせて用いることにより、 40°C 未満の温度の海水から沈殿したであろうチャートを発見した。その後のバーバートンのリン酸塩 (Blake et al. 2010) の ^{18}O からの研究では、始生代の海洋温度は $26\sim 35^\circ\text{C}$ の間にあり、低温を裏付けており (Hren et al. 2009)、また同時に海洋の同位体値は変化していないという仮定を支持している (Knauth & Lowe 2003)。

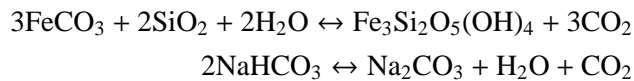
バーバートンの岩石からの二つの追加観測からは、始生代における気候がより温和であることが好ましいと考えられる。気温 70°C (Knauth & Lowe 2003) の推定温度においては、容易に溶脱したシリカの証拠を見つけることが期待でき (Sleep & Hessler 06)、これは丁度今日の湿潤高温な気候においてすばやく溶解した石灰岩が見られることと同様である。これは、(1) 砂岩中の石英粒子表面上の微小なエッジング、(2) 礫岩中のチャート丸石上にある極小カルストの特徴、または (3) チャート層の上部に保存されたカルスト地形、といった様々なスケールで形を残す可能性がある。今まで、それらの特徴は始生代の岩石では観察されておらず、表面温度は 70°C 以下であったことが示唆される (ただし必要条件ではない)。

次にバーバートンの堆積岩中の岩屑は、今日温帯環境と熱帯環境の間に起きている程度の化学的風化作用を経験していた (Hessler & Lowe 06)。ここから、始生代中の平均気温は今日の温帯から熱帯の気候のような、 $18\sim 24^\circ\text{C}$ の範囲であったと考えられる。しかしながら、降雨量、風化流体の酸性度、そして岩屑が風雨にさらされた時間の長さといった他の変数も風化作用中に効果を持つ。例えば、もし岩屑が短い時間で風化作用を受ける場合、高度な風化を達成するために 24°C 以上の温度が必要だったかもしれない。始生代で根を生やす陸上植物が周囲の土壌を安定させ、以前の始生代においては実際にそのようなことが実現していたのかもしれない。

古代の温室効果

上で述べてきた証拠は、太陽が暗かったにもかかわらず、始生代の地球が凍結していなかった (おそらく温暖であった) ことを示している。大気の温室効果が原因だったのだろうか？氷点より高

く惑星を暖めるために、始生代の大気は現在の大気中レベル (PAL)(Kasting 1993) の 100~1000 倍もの CO₂ が必要であっただろうとモデルは示している。再び、古代の大気中の CO₂ 濃度の固い証拠として、バーバートンテレーンの堆積岩を調べてみる、これは大気が氷河の氷の中に気泡として文字通り保存されている、最近の気候記録 (50 万年未満) の場合ほどには直接的ではない。しかしながら、バーバートンの岩石には沈殿を起こすために一定の CO₂ 量を必要とする鉱物が含まれている。それは、菱鉄鉱 (FeCO₃) やナークライト (NaHCO₃) などである。下の例の平衡反応は、温度に応じて右側にある二酸化炭素を増加させると、左への反応を強制するので、菱鉄鉱 (Fe-system) かナークライト (NaH-system) のどちらか一方が沈殿することを示している。



バーバートンテレーン中にある菱鉄鉱は河川にある 32 億年前の礫岩由来の丸石の風化被膜中に (Hessler et al. 2004), またナークライトは 34 億年前の海洋堆積岩中に保存されている (Lowe & Tice 2004). 25°C で、これらの鉱物を沈殿させるために必要な CO₂ の最小量は、7~10PAL(Eugster 1966) の範囲である。この範囲はモデル (Kasting 1993) によって必要とされる範囲をはるかに下回っているが、これらはまた最小値であり、それ自体は高い CO₂ を防げない。さらに最近の研究 (Rosing et al 2010) では、始生代の CO₂ の上限を 10PAL 以内と求めている。これは始生代の浅海堆積物中の菱鉄鉱と平衡にある磁鉄鉱 (Fe₃O₄) の存在に基づいている。高い CO₂ レベルは海洋で Fe²⁺ を溶解させ続け、磁鉄鉱の沈殿を防げると考えられる。すべての地質学的証拠をまとめると、始生代の大気はおそらく 10PAL 未満の CO₂ を持ち、これは従来のモデルに基づくと、冷たい太陽に対抗する温室効果を持つには十分ではない (Kasting 1993).

始生代の大気 CO₂ 濃度が不足しているならば、もしかすると別の温室効果ガスがギャップを無くすのに役立ったであろう。メタン (CH₄) は良い候補のように思える。酸素を発生させる光合成の出現より以前の始生代の生命体は、多くが CH₄ の生産者であったかもしれない (Kharecha et al. 2005). 光合成細菌が有機物を生成し、メタン生成菌が有機物を消費してメタンを生成する (Tice & Lowe 2006) という無酸素生態系は、34~32 億年前のバーバートンテレーン (Noffke et al. 2006, Heubeck 2009) やピルバラテレーン (Lowe 1983, Hofmann et al. 1999, Allwood et al. 2006) 中の浅海と干潟環境の間で繁栄していた。そして低酸素の始生代大気中に、CH₄ はより長い間滞留し (Zahnle 1986, Pavlov et al. 2000), 今日よりも高い濃度になっただろう。

ところが室内実験によると大気中の CH₄ 濃度が CO₂ のそれに等しくなるとき、炭化水素ヘイズが作られる (Trainer et al. 2006). 実際の例では土星の衛星、タイタンである。炭化水素ヘイズは太陽光を妨げるので、CH₄ に富む大気は自己冷却のリスクがある。言い換えれば、“反温室効果”が作られ、始生代の気温を氷点下に向かわせる。そのため、僅かな CO₂ - CH₄ の (同時に薄い炭化水素ヘイズが含まれていたかもしれない) 温室効果が存在したことはもっともらしいが、高濃度の CO₂ - CH₄ による温室効果はもっともらしくないだろう (Haqq-Misra et al. 2008).

最近のモデルでは、窒素量の増大 (Goldblatt et al. 2006) には、 CO_2 - CH_4 の温室効果を強める能力があることが指摘されている。 N_2 が大気圧を増大させると、 CO_2 や CH_4 が吸収できる放射量が増加するからである。 N_2 現在量の倍増は 4.4°C の気温上昇につながる可能性がある。どこからこの N_2 は来たのか？また N_2 は後にどのようにして大気から除かれて現在のレベルに至ったのか？ある研究者は (Mather et al. 2004, Goldblatt et al. 2006), 火山のガス放出 (より高い地殻熱流量より、始生代中にはより活発だった) は原始大気中の N_2 (そのうちの幾分かはずでに火山から噴出した NO_x もしくは NH_3 に “固定” (Mather et al. 2004) されている) の一因であったことを提案する。光合成の発生の後に、窒素固定 ($\text{N}_2 + 3 \text{H}_2\text{O} \rightarrow 2 \text{NH}_3 + 1.5 \text{O}_2$) を経て、 N_2 は大気から除かれ、岩石中に閉じ込められた。原生代後期に深海は有酸素となった時点で、除去速度が飛躍的に増加した。地球原始大気の一部として窒素は、生命の起源に特に関係しており、その固定されたものは生物学的合成のために必要とみなされている。

雲の影響

最近の研究では、低い惑星アルベドが初期地球を暖めるのに役立っていたことが示唆されている (Ronandelli & Lindzen 2010, Rosing et al. 2010)。アルベドは地球の反射率を示し、高いアルベドは、地球が太陽光を熱として捕まえるよりもむしろ、より太陽光を宇宙空間に反射することを意味する。地球のアルベドは、表面によって異なっている。例えば砂漠は反射率が高いが、森林に覆われた土地や海洋などはそうではない。以下を仮定すると、始生代中のアルベドは今日よりも低かったかもしれない (Rosing et al. 2010) : (1) 陸域がより小さく、それゆえに反射がより少なかった。(2) 雲がより透明で、それゆえに反射がより少なかった。オーストラリアのジャックヒルズにあるジルコン粒子に基づいて、“浮揚性のある” (大陸のような) 地殻は早ければ 44 億年前にも存在していたかもしれないことをすでに議論した。しかしながら最古に保存された、出現したことがはっきりしている地塊 (35~32 億年前) はバーバトンやピルバラ地区だけに存在し、その後大陸は質量を増加したと思われる。

一体どうして、始生代の雲は現在の雲と違ってより透き通っていたのだろうか？生命がまたもや立役者であったかもしれない。今日の雲は雲凝結核 (CCN) の存在量に起因して、太陽光を宇宙へ反射する効果がある。雲凝結核の固体表面上で水蒸気は液化し水滴を形成する。非有機的な粒子 (ちり, 塩, すすなど) は雲凝結核としての役割を果たす。海上でそれら CCN の 50% は植物や真核性藻類によって大気中に放出された硫黄ガスの酸化により形作られる (Kreidenweis & Seinfeld 1988)。最近のモデル (Rosing et al. 2010) で、真核生物の進化以前の始生代では、基本的に雲の形成を促すのに役に立つ生物起源の硫黄ガスがなく、そのため雲は今日のほどは濃くなく反射率が低かった可能性が指摘されている。

地球初期の “安定させる効果” の気候を持つ雲アルベドの概念は、長期間維持されていた (Rossow et al. 1982)。温室効果ガスに対するアルベドの相対的な重要性についての新たな関心 (Ronandelli

& Lindzen 2010, Rosing et al. 2010) はすでに述べたように, “くらい原始太陽” に対抗する高いレベルの標準温室効果ガス (CH_4 , CO_2) が地質学的証拠からは支持されていないことから来ている. いまだに雲や生命, そして気候の相互関係は複雑で, 初期地球にこのプロセスを適用するには多くの不確定要素がある (Goldblatt & Zahnle 2011).

酸素と氷河: より知られている世界

32 億年前のバーバートンテレーンの河川堆積物から, 5 億年間時間を早送りすると, 始生累代の終わりに近く, そのころの河川堆積物は現在西オーストラリアのピルバラ地区に保存されている. これまでに知られている最古のシアノバクテリアの証拠は, 27 億年前のピルバラの岩石に炭化水素の “バイオマーカー” として保存されていると考えられていたが (Brocks et al. 1999, Summons et al. 1999), その後これらのバイオマーカーは, 最近の汚染物質であり (Rasmussen et al. 2008), また酸素生産バクテリアを特定するのではないと反論されている (Rashby et al. 2007). ピルバラテレーンの頁岩中の鉱物が弱く酸化していることを示す証拠に基づくと, 酸素発生型光合成の進化は 25 億年より前に始まったかもしれない (Anbar et al. 2007). しかしながら, 実際の転換は 24 億 5 千万年前に起きた. その “大酸化イベント” は 23 億 2 千万年前までに終わり, 基本的に無酸素の状態から現在に近い状態まで地球の大気は速やかに変化した (Bekker et al. 2004). この大規模な遷移の後に, 酸化鉱物が世界中の堆積岩に広く見られるようになり (Rasmussen & Buick 1999, Farquhar et al. 2000, Pavlov & Kasting 2002, Holland 2006), シアノバクテリア (Hofmann 1976) や真核生物 (Knoll et al. 2006) の化石として最も古いものが岩石記録の中に現れている. 生命体は酸素を用いた光合成や代謝を “学習” し, それ以降地球は無酸素大気に戻ることは無かった.

それと同時に, 地球は初めて全球凍結期を経験した (Marmo & Ojakangas 1984, Evans et al. 1997). 酸素を吐き出す生命体が地球の第一氷河期を引き起こしたと考えられるのか? なぜなら, たぶんメタンは酸化によって大気から除去され, 弱い温室効果ガスである CO_2 に変化するからだろう (Kopp et al. 2005, Bekker & Kaufman 2007). 温室効果は 24 億年前の氷河期の直前にほかのイベントによってもさらに弱まった可能性がある. 例えば大規模な大陸の分裂イベントは, 新たに露出した地殻の風化作用時に大気中の CO_2 を吸収させる働きをし (言い換えると, $\text{CaSiO}_3 + \text{CO}_2 + \text{H}_2 \rightarrow \text{Ca}^{2+} + \text{HCO}_3^- + \text{H}_4\text{SiO}_4$) (Evans 2003, Melezhik 2006), またその後, 新しく開かれた熱帯の海路に豊富に海成炭酸塩 (言い換えると, $\text{Ca}^{2+} + \text{HCO}_3^- \rightarrow \text{CaCO}_3 + \text{H}^+$) を沈殿させる.

因果関係はともかくとして, 原生代初期の氷河作用は現在の酸素を含む大気を形成するための酸素生成シアノバクテリアの増加や, それに続くメタン生成菌と炭素に富んだ大気の減少と一致した. もう一つの主要なステップは, 陸上に複雑な生命をもたらした “カンブリア爆発”^{*14} (Narbonne & Gehling 2003) よりも 500 万年前に起きた (Canfield et al. 2006). すなわち約 5 億 8 千万年前に

*14 5 億 4200 万年前から 5 億 3000 万年前の間とされている

大気や深海の O_2 が現在のレベルまで最終的に上昇した。これはおそらく、カンブリア爆発を促したとも考えられる。メタンはそれに応じて減少した可能性がある。温室効果気体 (CO_2 と CH_4 の大部分が O_2 に置き換わった) が減少することや豊富な真核性藻類によって、CCN やより太陽光を反射する雲が作り出されることでこの後から現在までの地球環境は、(太陽は安定して輝いているにもかかわらず) かろうじて氷点よりも高い状態であった。おそらく温室効果 - アルベド系のより小さな摂動にともなって、“氷室” や “温室” の状態に変動するようになった。

深遠な時間の気候変動

私たちは現在 “氷室” 時代に住んでいる。多くの有用なデータや地質学的証拠を用いることで、複数の氷期に代表される近い期間 (100 万年未満) の気候変動やこれがどのような未来を意味するのか理解することを進めている。始生代や原生代、大部分の顕生代の “温室” 時代は、色々な意味で異質のように見えるが、それらの期間はこれまでに知られている可能な気候状態の全貌を明らかにしている。

おそらく、始めから気候調節が重要であったことは最も明らかだろう。太陽エネルギーの大きな変動、および大規模な衝突イベントにも関わらず、気候はいつもある生命の形に適している。とりわけプレートテクトニクスに関連付けられる、脱ガスや風化、アルベド、海洋循環のサイクルを通じて、無機のプロセスはこの制御に大きく関与していた。

生命の起源から恒久的にユニハビタビリティの方へバランスを傾けることなく、生命は気候 - 大気系に大きな影響を与えた。しかしながら、状況が転換点 (例えば大酸化イベント) に達したとき、変化は並はずれて短時間かつ (今のところ) 不可逆であることもまた理解する。私たちが海洋 - 大気系に影響を与え続けるように、特にこれらの急激で一見すると不変な移り変わりにおいて、より完全な予測を形作り、解を考えるために深遠な時間の気候変動に目を向けなければならない。








用語集

極限性微生物：高温 (60 度未満)、低温 (-15 度以上)、高圧、高酸性度 ($pH < 3$)、高アルカリ度 ($pH > 9$)、高塩分濃度 ($> 0.2 \text{ M NaCl}$)、低湿度、低養分利用性、低酸素、及び/または高レベルの放射線などを含むがこれらに限定されない、物理学的または地球化学的の極限の状態で繁栄する生命体である。

古土壌：堆積物や火山性堆積物内に保存されている、元または “化石” 土壌のことである。

付録 B 大気散逸プロセス

表 B.1 大気散逸プロセスの変遷.

[WHICH MECHANISMS APPLY WHERE]								
A Litany of Losses								
The three escape processes operate to different degrees on different planets and at different points in their history.								
BODY	PERIOD	KEY GASES LOST	THERMAL		NONTHERMAL			IMPACT
			JEANS ESCAPE	HYDRO-DYNAMIC	CHARGE EXCHANGE	POLAR WIND	PHOTO-CHEMICAL	
Earth 	Now	Hydrogen	✓		✓	✓		
		Helium			✓	✓		
	Primordial	Hydrogen, neon		✓				
Venus 	Now	Hydrogen, helium			✓			✓
	Primordial	Hydrogen, oxygen		✓				
Mars 	Now	Hydrogen	✓					
		Carbon, oxygen, nitrogen, argon					✓	✓
	Primordial	All gases						✓
Jupiter's satellites 	Primordial	All gases		✓				✓
Titan 	Now	Hydrogen	✓					✓
		Methane, nitrogen		?				✓
	Primordial	Hydrogen, methane, nitrogen		✓				✓
Pluto 	Now	Hydrogen, methane, nitrogen		?				
HD 209458b 	Now	Hydrogen, carbon, oxygen		✓				

それぞれのプロセスが太陽系の惑星や衛星でどの時期に起きていたのかを表している。“✓”は太陽系の惑星で起きていた、または起きている大気散逸プロセスを挙げている。“?”はその散逸プロセスがあると考えられているものである。Catling and Zahnle (2009) より引用。

B.1 熱的散逸

太陽によって暖められた地球は赤外放射と物質の流出という 2 つの方法で熱を宇宙空間に逃がす。地球などの天体では主に赤外放射が有利に、彗星などの比較的小さい天体では物質の流出が有利に働く。太陽系にある大気のない天体は、一般的に熱的散逸が原因となり大気が流出したと考えられている。熱的散逸は熱平衡状態にある気体分子の全部または一部の熱運動エネルギーが重力エネルギーが大きくなることで起きる。加熱による大気散逸プロセスは主に 2 つある。1 つ目が流体力学的散逸 (Hydrodynamic Escape), 2 つ目がジーンズ散逸 (Jeans Escape) である。

B.1.1 流体力学的散逸

流体力学的散逸は惑星大気が静水圧平衡になれない場合に、大気が重力に束縛されずに流出する過程のことを言う。つまり惑星から無限に離れていても圧力がゼロにならない大気は、宇宙空間ではその圧力を支える力が働かない。そのため無限遠で気体の分子運動エネルギーが重力エネルギーを超えることで、惑星大気が重力に束縛されずに逃げていくプロセスである。静水圧平衡が破れると、大気は一体となって散逸する。この時大気下層はほぼ静止している状態から真空中に定常的に流れ出す。流れ出す速度は亜音速であり、無限遠で圧力は有限の値をとる。このような流れはある臨界位置で亜音速から超音速に変わり、無限遠では流速が超音速の一定値に漸近する。

持続的な流体力学的散逸が起きるためには、高いエネルギーを大気上層に与え続けなければならない。そのため、散逸フラックスはエネルギーフラックスによって左右される。大気上層の加熱メカニズムとしては、遠紫外線 (FUV) や極端紫外線 (EUV) による加熱が重要である。初期太陽は現在よりも非常に強い紫外線を発生させ、初期地球からの流体力学的散逸を起きていた可能性がある。水素に富んだ大気は流体力学的散逸にとっても弱い。そして水素が流出する際に、大気中の特に軽い分子や元素、まれに重い分子や原子を伴い、"Hydrogen Wind"によって宇宙空間に運ばれる (図 6.1 参照)。現在の大気組成、特に化学的に不活性であるネオンやアルゴンなどの希ガスの同位体比と太陽のそれを調べて比較してみると異なった値をとる。希ガスは不活性なガスのため散逸が働かなければ、大気中に永遠に残っているためである。なので、希ガスの同位体比を比較することで流体力学的散逸があったのか、なかったのかについて知ることができるだろう。また、初期の金星でもこの散逸が起き、その時水が失われたと考えられている。

B.1.2 ジーンズ散逸

静水圧平衡が成り立つ惑星大気から熱的な散逸メカニズムで起きるものをジーンズ散逸という。大気下層では気体分子の密度が高いため、気体分子同士で衝突し合い減速し、ある領域に閉じ込められて宇宙空間に散逸することは困難である。しかし、大気上層 (大気圏界面^{*15}より上の領域) では大気が希薄 (密度が低い) なため、気体分子同士の衝突は殆ど起こらない。そのため、十分な速度を保ったまま気体分子は宇宙空間に散逸する。この散逸過程は大気の「放出」である流体力学的散逸と区別し、大気の「蒸発」と呼べる。

水素は最も軽い気体のため、惑星重力を振り切ることは容易である。地球の外気圏界面における温度は約 1000K であり、これは分子運動論より水素原子の平均速度の 5 [km/s] に相当する。この値は地球の外気圏界面における脱出速度 (10.8 [km/s]) よりも小さいが、一部の水素原子は平均速

*15 地球では高度約 500km

度よりも速い値を持つ物もある。それらが、地球の重力から抜け出し散逸する。この高速な水素原子の散逸によって現在地球で起きている水素散逸の 10~40% を説明できるとしている。また、ジーンズ散逸は、月における大気散逸を説明することができる。月面で気化したガス成分が容易に宇宙空間に逃げていくためである。

B.2 非熱的散逸

現在の地球などでは、熱的散逸よりも非熱的散逸の方が有効である。非熱的散逸は化学反応や粒子同士の衝突によって原子が脱出速度へ加速することで起きる。

B.2.1 電荷交換による散逸

高いエネルギーを持ったイオンと中性の水素原子が衝突し、電荷を交換 (Charge exchange) すると、高い運動エネルギーを持った中性原子が生成される。中性原子はイオンと異なり磁場の影響を受けないため、同じエネルギーであっても中性原子の方が散逸しやすい。現在の地球からの水素散逸の約 60%~90%、金星からのほぼすべてがこのプロセスである。



ここで、* 印は過剰な運動エネルギーを持っている粒子を意味する。

B.2.2 極風による散逸

惑星磁場の磁力線の殆どは、一方の磁極から対極の磁極に向かう。しかし、最も外に広がっている磁力線は太陽風によって外側に引っ張られ開くために、そのスペースを利用してイオンは散逸する。イオンは重力に打ち勝つ必要があるため、水素やヘリウムだけが逃げるができる。このように生じた荷電粒子の流れを極風 (Polar wind) と言い、現在の地球からの水素散逸の約 10~15%、ヘリウム散逸のほぼすべてがこのプロセスである。



ここで h はプランク関数、 ν は振動数、 e は電子である。

B.2.3 光化学反応による散逸

酸素 O_2 や窒素 N_2 、一酸化炭素 CO が上層大気まで達し、そこで太陽放射によって分子の電離が起きる。電離した分子は電子と再度結合することで、エネルギーが生じ分子が励起状態の原子にわ

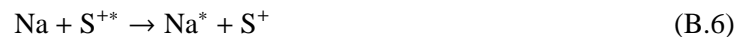
かれる。励起状態の原子には散逸するための意十分なエネルギーがあるため重力を振り切って宇宙空間に散逸していく。以下の式は酸素分子の光化学反応 (Photochemical reaction) である。



また、光化学反応は火星や恐らくタイタンでも起きているプロセスである。

B.2.4 スパッタリングまたはノックオンによる散逸

全球的に磁場を持たない惑星^{*16}では、上層大気は磁場に守られることなく太陽風に直接さらされる。イオンは太陽風によって流され、その後電荷交換反応を起こす。この場合、高いエネルギーを持つものはイオンでも中性原子でも良いが、イオンの方が加速しやすいためイオンとの衝突が重要である。また、スパッタリング (Sputtering) とノックオン (Knock-on) の違いは必要なエネルギーが違うことである。スパッタリングは一般的に kV 以上のエネルギーが必要である。



B.3 天体衝突による散逸

彗星や小惑星が惑星に衝突して大気を吹き飛ばすプロセスは、上記の熱的散逸や非熱的散逸よりも規模が大きい。衝突する天体が十分に大きく、そして衝突速度が速ければ衝突天体と同質量程度の岩石が蒸発すると考えられている。生成した高温の気体流は脱出速度よりも速く膨張し、惑星の大気は剥ぎ取られる可能性が高い。6500 万年前に恐竜を絶滅させた小惑星の場合、全大気中の約 10 万分の 1 が散逸したと考えられている。これが天体衝突による散逸 (Impact Erosion) である。

天体衝突は熱的散逸や非熱的散逸よりも多く大気が散逸すると考えられるが、天体に存在している揮発性成分が衝突時に惑星大気に供給されることも考えられる。しかも、衝突によって供給される量の方が高い可能性がある。そのため既存の大気は大量に散逸するが、その分天体によって供給されることで、大気量が減ることは断言できない。しかし、大気組成の変化は十分にあり得る。

さらに、地球の脱出速度が大きいため天体衝突による散逸は起きにくいとも考えられている。しかし、火星は質量が小さいため (つまり脱出速度が小さい)、散逸しやすい環境である。さらに近くに小惑星帯が存在しているため、衝突が地球よりも激しくおきており大気を更に失いやすい環境であったと言える。他にも木星にある衛星も木星の重力によって散逸しやすい環境である。なぜなら木星の重力場にひかれて飛来する彗星や小惑星は本来の速度よりも重力により加速されるため、衛星に大気があれば、衝突によって剥ぎ取られてしまうだろう。

^{*16} 火星、金星、タイタンなど

付録 C 数値計算モデル

ここでは、本数値計算で用いる計算手法を紹介する。

C.1 CIP 法

関数 $f = f(x, t)$ と考えると、一次元線形移流方程式は、

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \frac{\partial f}{\partial x} = 0 \quad (\text{C.1})$$

と書け、 u は速度、 t は時間、 x は空間座標を表している。 $v = \text{const}$ とすると、この式の解析解は $f(x, t) = f(x - vt, 0)$ と書ける。これは、 $x - vt = f(a)$ は定数とおくと、 $f(a)$ はどのような t, x でも同じとなる。 $x = a$ を頂点とする空間波形におけるどの点も同様に一定速度 v で移動するため、波形は形を変えず平行移動をする。実際の系では、速度 v は時間 t や空間座標 x に依存して変化する。しかし、微小時間 Δt 内であれば、各格子点 x_i 上の速度 v_i は一定とすることができる。それは、以下のように表せる。

$$f(x_i, t + \Delta t) \approx f(x_i - v\Delta t, t) \quad (\text{C.2})$$

これは、ある時間 t における格子点 x_i 上の物理量が分かっているならば、 Δt 秒後の物理量は式 (C.2) によって求めることができる、という意味である。

CIP 法は移流方程式の数値解法の 1 つである。値とその微分値を動かすことで、元のプロファイルを崩すことなく解くことができる。式 (C.1) を空間微分 ($\partial f / \partial x \equiv g$) すると、

$$\frac{\partial g}{\partial t} + v \frac{\partial g}{\partial x} = -g \frac{\partial v}{\partial x} \quad (\text{C.3})$$

と書ける。速度 v が一定の場合は、式 (C.3) と式 (C.1) が一致し、微分 g が v の速度で伝播することを表している。これで値 f とその微分 g の時間発展が方程式に基づいて追跡できる。

速度がゼロ以上の場合 ($v \geq 0$)、2 つの格子点 $[i - 1, i]$ 間で 3 次補間関数 ($F_i(x)$) を用いて補間する。

$$F_i(x) = a_i(x - x_i)^3 + b_i(x + x_i)^2 + c_i(x + x_i) + d_i \quad (\text{C.4})$$

また、速度が負の場合 ($v < 0$) は、格子点 $[i, i + 1]$ 間で補間関数を用いる。

格子点間の内部プロファイルを表す関数 $F_i(x)$ が端点でこれらの値と微分値を取るという条件より、隣り合う 2 つの格子点上で与えられた 4 つの量 $f_i, g_i, f_{iup}, g_{iup}$ が以下の関係式の様に求めら

れる.

$$\begin{aligned}
 F_i(x_i) &= d_i = f_i \\
 \frac{dF_i(x_i)}{dx} &= c_i = g_i \\
 F_i(x_{iup}) &= a_i D^3 + 2b_i D^2 + c_i D + d_i = f_{iup} \\
 \frac{dF_i(x_{iup})}{dx} &= 3a_i D^2 + 2b_i D + c_i = g_{iup}
 \end{aligned}
 \tag{C.5}$$

ここで, $u \geq 0$ の場合 $iup = i - 1, D = -\Delta x$ であり, $v < 0$ の場合 $iup = i + 1, D = \Delta x$ である. 式 (C.5) を用いて, 2 つの未知数 a_i, b_i が求められる (c_i, d_i は式 (C.5) で求められている).

$$\begin{aligned}
 a_i &= \frac{g_i + g_{iup}}{D^2} + \frac{2(f_i - f_{iup})}{D^3} \\
 b_i &= \frac{3(f_{iup} - f_i)}{D^2} - \frac{2g_i + g_{iup}}{D}
 \end{aligned}
 \tag{C.6}$$

また次の時刻 $n + 1$ での値は, このプロファイルを $v\Delta t$ だけ移動したもので, $f^{n+1} = F(x - v\Delta t)$, $g^{n+1} = dF(x - v\Delta t)/dx$ で与えられる. 具体的に書くと,

$$\begin{aligned}
 f_i^{n+1} &= F_i(x_i - v_i \Delta t) = a_i \xi^3 + b_i \xi^2 + g_i^n + f_i^n \\
 g_i^{n+1} &= \frac{dF_i(x_i - v_i \Delta t)}{dx} = 3a_i \xi^2 + 2b_i \xi + g_i^n
 \end{aligned}
 \tag{C.7}$$

と表せる. ここで, $\xi = -v\Delta t$ と定義した. 式 (C.7) を繰り返し計算することで, 移流方程式の解を求めることができる.

C.2 セミ・ラグランジュ法

一般的な方程式は移流項以外の項も含むため, それを解くためにセミ・ラグランジュ法が用いられる. 流体力学の移流方程式は,

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial(vf)}{\partial x} = h
 \tag{C.8}$$

と書ける. これを非線形移流方程式と呼び, h を非移流項とする. 左辺第 2 項の速度微分の項を右辺に移行し,

$$\frac{\partial f}{\partial t} + u \frac{\partial f}{\partial x} = H
 \tag{C.9}$$

とする．ここで， $H \simeq h - f\partial v/\partial x$ とした．このように移流項と非移流項を分離して解く解法のことを，一般的に，セミ・ラグランジュ法という．式 (C.9) を空間微分をして，微分 $g = \partial f/\partial x$ とすると，以下の式が求められる．

$$\frac{\partial g}{\partial t} + u \frac{\partial g}{\partial x} = H' - g \frac{\partial v}{\partial x} \quad (\text{C.10})$$

ここで， H' の添え字' は空間微分を意味し， $H' = \partial H/\partial x$ と書ける．次に，式 (C.9)，式 (C.10) を移流相と，非移流相の二つに分離する．移流相は，

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} + u \frac{\partial f}{\partial x} &= 0 \\ \frac{\partial g}{\partial t} + u \frac{\partial g}{\partial x} &= 0 \end{aligned} \quad (\text{C.11})$$

であり，これは単純に値とその勾配を移動させるだけなので，CIP 法を用いて解く．また非移流相は，

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} &= H \\ \frac{\partial g}{\partial t} &= H' - g \frac{\partial v}{\partial x} \end{aligned} \quad (\text{C.12})$$

と記述することができ，これを有限差分法，有限体積法，有限要素法などを用いて解く．

C.2.1 非移流相の計算方法

非移流相を有限差分法を用いて解く．非移流相の式 (C.12) より，

$$f_i^* = f_i^n + H_i \Delta t \quad (\text{C.13})$$

$$\frac{g_i^* - g_i^n}{\Delta t} = \frac{f_{i+1}^* - f_{i-1}^* - f_{i+1}^n + f_{i-1}^n}{2\Delta x \Delta t} \quad (\text{C.14})$$

となる．ここで，上付き文字の* は次のタイムステップを表している．式 (C.14) を非移流相の式 (C.12) を用いて，以下のように書く．

$$\frac{g_i^* - g_i^n}{\Delta t} = \frac{f_{i+1}^* - f_{i-1}^* - f_{i+1}^n + f_{i-1}^n}{2\Delta x \Delta t} - g_i^n \frac{v_{i+1} - v_{i-1}}{\Delta x} \quad (\text{C.15})$$

また，これらの方程式を解くために，スタックカード格子を用いる．スタックカード格子は数値計算における格子配置の一つである．変数毎に定義点をずらして設定することで，誤差の広がりを抑えるものである．ここで， ρ と p は格子点 x_i ， v を $x_{i+1/2}$ として定義する．5 章で用いた基礎方程式

(5.1)-(5.3) は数値計算では、一般的に以下の形で用いられる。

$$\frac{\partial(\rho r^2)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v r^2)}{\partial r} = 0 \quad (\text{C.16})$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{GM}{r^2} \quad (\text{C.17})$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + v \frac{\partial p}{\partial r} = -\gamma p \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{2\gamma p v}{r} + (\gamma - 1)q + \frac{\gamma - 1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\kappa r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (\text{C.18})$$

ここで、 ρ は密度、 r は惑星中心からの距離、 v は速度、 p は圧力、 G は万有引力定数、 M は惑星質量、 κ は熱伝導率、 T は温度、 γ は比熱比、 R は水素分子の比気体定数、 q は単位面積当たりの加熱率である。以上より式 (C.17),(C.18) の非移流相は以下のように書ける。

$$\frac{v_i^* - v_{i+1/2}^n}{\Delta t} = -\frac{2}{\rho_{i+1}^n + \rho_i^n} \frac{p_{i+1}^n - p_i^n + \tau_{i+1}^n - \tau_i^n}{\Delta x} - \frac{GM}{x_i^2} \quad (\text{C.19})$$

$$\begin{aligned} \frac{p_i^* - p_i^n}{\Delta t} &= -\gamma p_i^n \frac{v_{i+1/2}^n - v_{i-1}^n}{\Delta x} - \frac{2\gamma p_i^n v_{i+1/2}^n}{x_i} + (\gamma - 1)q_i \\ &+ \frac{\gamma - 1}{x_i^2} \left[\left(\kappa x_i^2 \frac{T_{i+1} - T_i}{\Delta x} \right)_{i+1} - \left(\kappa x_i^2 \frac{T_i - T_{i+1}}{\Delta x} \right)_i \right] / \Delta x \end{aligned} \quad (\text{C.20})$$

ここで、 τ は人工粘性であり、圧力と同じ次元を持つ。衝撃波の前後で物理量の不連続に起因する数値誤差から計算結果が信頼できない。そこで人工粘性を用いることで、このような数値計算上の欠陥を補正することができる。人工粘性は以下のように与えられる。

$$\tau_i = -c_\tau \gamma \rho_i (v_{i+1/2}^n - v_{i-1/2}^n) \left[\sqrt{\frac{p_i^n}{\rho_i^n}} - \frac{\gamma - 1}{2} (v_{i+1/2}^n - v_{i-1/2}^n) \right] \quad (\text{C.21})$$

これは $(v_{i+1/2}^n - v_{i-1/2}^n) < 0$ の場合である。また、 $(v_{i+1/2}^n - v_{i-1/2}^n) > 0$ の場合は、 $\tau_i = 0$ である。ここで、 c_τ は人工粘性係数であり、本計算では 0.9 とおいた。

C.3 CIP-CSL2 法

流体の計算をするときに質量保存が成り立たないと、結果の意味合いも変わっていく。質量が保存されていない方法では、本当はどの程度の質量がなくなったのかが信用できない。ここでは、CIP-CLS2 法という保存方程式の数値解法を用いて、以下の 1 次元保存方程式を考える。

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial(vf)}{\partial x} = 0 \quad (\text{C.22})$$

CIP 法では、値 f とその微分 $g = \partial f / \partial x$ を用いて、3 次多項式を作った。しかし、CIP-CLS2 法では、値 f とその積分値 $D = \int f dx$ へ適用する。そうすると、以下のように書ける。

$$\frac{\partial D}{\partial t} + v \frac{\partial D}{\partial x} = 0 \quad (\text{C.23})$$

次に、式 (C.23) の空間微分をとり、 $D' \equiv \partial D / \partial x = f$ と定義すると、

$$\frac{\partial D'}{\partial t} + \frac{\partial(vD')}{\partial x} = \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial(vf)}{\partial x} = 0 \quad (\text{C.24})$$

のように、保存型の方程式が得られる。つまり、式 (C.22) と式 (C.23) は CIP 法における値 f と微分 g を D と f で置き換えた式となっている。そこで、CIP 法を D に適用し、格子点 i 内での f の積分値 D_i を、

$$D_i(x) = \int_{x_i}^x f(x') dx' \quad (\text{C.25})$$

と定義する。格子点 $[i, i+1]$ 間を以下の 3 次補間関数で補間する。

$$D_i(x) = A1_i X^3 + A2_i X^2 + f_i^n X \quad (\text{C.26})$$

ここで、 $X = x - x_i$ である。この関係を用いて、格子点 $[i, i+1]$ 間の $f(x)$ のプロファイルは式 (C.26) を微分して、

$$f(x) = \frac{\partial D_i(x)}{\partial x} = 3A1_i X^2 + 2A2_i X + f_i^n \quad (\text{C.27})$$

と書ける。このプロファイルを用いて、上流点 $i_{up} = i - \text{sgn}(u)$ における値が得られる。式 (C.26) での D の定義から得られるように、

$$\begin{aligned} D_i(x_i) &= 0 \\ D_i(x_{i_{up}}) &= -\text{sgn}(v) \rho_{icell}^n \end{aligned} \quad (\text{C.28})$$

であり、 ρ_{icell}^n は上流側のセル $icell = i - \text{sgn}(v)/2$ の全質量である。ここで $v < 0$ の場合は $icell = i + 1/2$ で、 $v > 0$ では $icell = i - 1/2$ である。 $\partial D / \partial x$ が値 f を与えるので、

$$\begin{aligned} \frac{\partial D_i(x_i)}{\partial x} &= f_i^n \\ \frac{\partial D_i(x_{i_{up}})}{\partial x} &= f_{i_{up}}^n \end{aligned} \quad (\text{C.29})$$

となることが分かる。係数 $A1_i, A2_i$ は束縛条件の式 (C.28), (C.29) より、

$$\begin{aligned} A1_i &= \frac{f_i^n + f_{i_{up}}^n}{\Delta x^2} + \frac{2\text{sgn}(u)\rho_{icell}^n}{\Delta x^3} \\ A2_i &= -\frac{2f_{i_{up}}^n}{\Delta x} - \frac{3\text{sgn}(u)\rho_{icell}^n}{\Delta x^2} \end{aligned} \quad (\text{C.30})$$

と書ける。ここで、 $\Delta x \equiv x_{i_{up}} - x_i$ である。

C.4 CFL 条件

移流方程式の数値解を求める時に用いるタイムステップ Δt の値は、流体が隣り合う格子点に伝達するまでの時間よりも小さくなければならない。 Δt の値がその時間の上限を越えると、数値発散が生じてしまう。格子間隔 Δx が小さくなると、タイムステップ Δt の上限値も減少する。これが、CFL 条件である。CFL 条件は陽的解法の時間発展を考える場合に用いられる条件である。

移流方程式 (C.1) より、

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \frac{\partial f}{\partial x} = 0 \quad (\text{C.31})$$

なので、この方程式をタイムステップ幅 Δt 、格子点間隔 Δx として、差分を用いて離散化すると、

$$\frac{f_i^{n+1} - f_i^n}{\Delta t} + v \frac{f_i^n - f_{i-1}^n}{\Delta x} = 0 \quad (\text{C.32})$$

と書ける。また、

$$v_i^{n+1} = v_i^n - \frac{u \Delta t}{\Delta x} (v_i^n - v_{i-1}^n) \quad (\text{C.33})$$

と書き直せるので、情報が伝播する速さは $\Delta x / \Delta t$ 、流体の速度は v なので、

$$\frac{\Delta x}{\Delta t} > v \quad (\text{C.34})$$

が CFL 条件となる。

参考文献

- Abramov, O., and Mojzsis, S. J., Microbial habitability of the Hadean Earth during the late heavy bombardment. *Nature* **459**, pp.419-422, (2009).
- Anbar, A. D. et al., A whiff of oxygen before the Great Oxidation Event? *Science* **317**, pp.1903-1906, (2007).
- Bekker, A. et al., Dating the rise of atmospheric oxygen. *Nature* **427**, pp.117-120, (2004).
- Brocks, J. J. et al., Archean molecular fossils and the early rise of Eukaryotes. *Science* **285**, pp.1033-1036, (1999).
- Catling, D. C. and Zahnle, K. J., The Planetary Air Leak. *Scientific American* **300**, pp.36-43, (2009).
- Clayton, R. N., O'Neil, J. R. and Mayeda, T. K., Oxygen isotope exchange between quartz and water. *Journal of Geophysical Research* **77**, pp.3057-3067, (1972).
- Eugster, H. P., Sodium carbonate-bicarbonate minerals as indicators of P_{CO_2} . *Journal of Geophysical Research* **71**, pp.3369-3378, (1966).
- Evans, D. A., A fundamental Precambrian–Phanerozoic shift in Earth's glacial style? *Tectonophysics* **375**, pp.353-385, (2003).
- Evans, D. A., Beukes, N. J. and Kirschvink, J. L., Low-latitude glaciations in the Paleoproterozoic era. *Nature* **386**, pp.262-266, (1997).
- Farquhar, J. and Wing, B. A., Multiple sulfur isotopes and the evolution of the atmosphere. *Elsevier* **213**, pp.1-13, (2003).
- Hessler, A. M. and Lowe, D. R. Weathering and sediment generation in the Archean: An integrated study of the evolution of siliciclastic sedimentary rocks of the 3.2 Ga Moodies Group, Barberton Greenstone Belt, South Africa. *Precambrian Research* **151**, pp.185-210, (2006).
- Hessler, A. M. et al., A lower limit for atmospheric carbon dioxide levels 3.2 billion years ago. *Nature* **428**, pp.736-738, (2004).
- Hessler, A. M., Earth's Earliest Climate. *Nature Education Knowledge* **3(10):24**, (2012).
- Haq-Misra, J. D. et al. Revised, hazy methane greenhouse for the Archean Earth. *Astrobiology* **8**, pp.1127-1137, (2008).
- Hren, M. T., Tice, M. M. and Chamberlain, C. P., Oxygen and hydrogen isotope evidence for a temperate climate 3.42 billion years ago. *Nature* **205**, pp.205-208, (2009).
- Hofmann, H. J., Precambrian microflora, Belcher Islands, Canada: Significance and systematics. *Journal of Paleontology* **50**, pp.1040-1073, (1976).
- Hoffman, P. F., Kirschvink, J. L., Margulis, L., Mawson, D. and McMenamin, M. A. S., Snowball Earth. "http://www.snowballearth.org/", The U.S. National Science Foundation.

- Gough, D. O. Solar interior structure and luminosity variations. *Solar Physics* **74**, pp.21-34, (1981).
- Goldblatt C. et al., Nitrogen-enhanced greenhouse warming on early Earth. *nature geoscience* **2**, pp.891-896, (2009).
- Jaffres, J. B. D., Shields, G. A. and Wallmann, K., The oxygen isotope evolution of sea water; A critical review of a long standing controversy and an improved geological water cycle model for the past 3.4 billion years. *Earth – Science Reviews* **83**, pp.83-122, (2007).
- Kashefi, K. and Lovley, D. R., Extending the upper temperature limit for life. *Science* **301**, pp.934, (2003).
- Kasting, J. F. et al., Paleoclimates, ocean depth, and the oxygen isotopic composition of seawater. *Earth and Planetary Science Letters* **252**, pp.82-93, (2006).
- Kasting, J. F., Earth' s early atmosphere. *Science* **259**, pp.920-926, (1993).
- Kopp, R. E. et al., The Paleoproterozoic snowball Earth: A climatic disaster triggered by the evolution of oxygenic photosynthesis. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America* **102**, pp.11131-11136, (2005).
- Knauth, L. P. and Lowe, D. R., High Archean climatic temperatures inferred from oxygen isotope geochemistry of cherts in the 3.5 Ga Swaziland Supergroup, South Africa. *Geological Society of America Bulletin* **155**, pp.566-580, (2003).
- Kharecha, P., Kasting, J. and Seifert, J. A., A coupled atmosphere-ecosystem model of the early Archean Earth. *Geobiology* **3**, pp.53-76, (2005).
- Kirschvink, J. L. et al., Paleoproterozoic snowball Earth: Extreme climatic and geochemical global change and its biological consequences. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America* **97**, pp.1400-1405, (2000).
- Kump, L. R. and Barley, M. E., Increased subaerial volcanism and the rise of atmospheric oxygen 2.5 billion years ago. *Nature* **448**, pp.1033-1036, (2007).
- Knoll, A. H. et al., Eukaryotic organisms in Proterozoic oceans. *Philosophical Transactions of the Royal Society B: Biological Sciences* **361**, pp.1023-1038, (2006).
- Lowe, D. R. and Tice, M. M., Geologic evidence for Archean atmosphere and climatic evolution: Fluctuating levels of CO₂, CH₄, and O₂ with an overriding tectonic control. *Geology* **32**, pp.493-496, (2004).
- Lin, L-H. et al., Long-term sustainability of a high-energy, low-diversity crustal biome. *Science* **314**, pp.479-482, (2006).
- Mather, T. A., Pyle, D. M. and Allen, A. G., Volcanic source for fixed nitrogen in the early Earth' s atmosphere. *Geology* **32**, pp.905-908, (2004).
- Marmo, J. S. and Ojakangas, R. W., Lower Proterozoic glaciogenic deposits, eastern Finland. *Geological Society of America Bulletin* **98**, pp.1055-1062, (1984).
- Melezhik, V. A., Multiple causes of Earth' s earliest global glaciations. *Terra Nova* **18**, pp.130-

137, (2006).

Narbonne, G. M. and Gehling, J. G., Life after snowball: The oldest complex Ediacaran fossils. *Geology* **31**, pp.27-30, (2003).

Peck, W. H. et al., Oxygen isotope ratios and rare earth elements in 3.3 to 4.4 Ga zircons: Ion microprobe evidence for high δO^{-18} continental crust and oceans in the Early Archean. *Geochimica et Cosmochimica Acta* **65**, pp.4215-4229, (2001).

Pepin, R. O., Atmospheres on the terrestrial planets: Clues to origin and evolution. *Earth and Planetary Science Letters*, **252** pp.1-14, (2006).

Rosing, M. T., ^{13}C -depleted carbon microparticles in >3700-Ma sea-floor sedimentary rocks from west Greenland. *Science* **283**, pp.674-676, (1999).

Rosing, M. T. et al., No climate paradox under the faint Sun. *Nature* **464**, pp.744-747, (2010).

Rasmussen, B. et al., Reassessing the first appearance of eukaryotes and cyanobacteria. *Nature* **455**, pp.1101-1105, (2008).

Rashby, S. E. et al., Biosynthesis of 2-methylbacteriohopanepolyols by an anoxygenic phototroph. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America* **104**, pp.15099-15014, (2007).

Ribas, I., Guinan, E. F., Güdel, M. and Audard, M., Evolution of the solar activity over time and effects on planetary Atmospheres. I. High-Energy Irradiances (1 - 1700 Å). *The Astrophysical Journal* **622**, pp.680-694, (2005).

Rino, S., Komiya, T., Windley, B. F., Katayama, I. Akihisa, M. and Hirata, T., Major episodic increases of continental crustal growth determined from zircon ages of river sands; implications for mantle overturns in the Early Precambrian. *Physics of the Earth and Planetary Interiors* **146**, pp.369-394, (2004).

Sleep, N. H. and Hessler, A. M., Weathering of quartz as an Archean climatic indicator. *Earth and Planetary Science Letters* **241**, pp.594-602, (2006).

Sagan, C. and Mullen, G. Earth and Mars — Evolution of atmospheres and surface temperatures. *Science* **177**, pp.52-56, (1972).

Sekine, Y. et al., osmium evidence for synchronicity between a rise in atmospheric oxygen and Palaeoproterozoic deglaciation. *Nature Communications* **502**, pp.1-6, (2011).

Sasaki, T., Numerical Study of Multi-Component Hydrodynamic Escape: Application to the Early Venusian Atmosphere. Department of Earth and Planetary Science, The University of Tokyo, Ph. D. Thesis, pp.116 (2008).

Tian, F., Toon, O. B., Pavlov, A. A. and Streck H. D., Transonic Hydrodynamic Escape Of Hydrogen From Extrasolar. *The Astrophysical Journal* **621** pp.1049-1060, (2005).

Tian, F., Toon, O. B., Pavlov, A. A. and Streck H. D., A Hydrogen-Rich Early Earth Atmosphere. *Science* **308** pp.1014-1017, (2005).

Trainer, M. G. et al., Organic haze on Titan and the early Earth. *Proceedings of the National*

- Academy of Sciences of the United States of America* **103**, pp.18035-18042, (2006).
- Valley, J. W., A Cool Early Earth? *Scientific American* **293**, pp.58-65, (2005).
- Valley, J. W., Peck, W. H. and King, E. M., A cool early Earth. *Geological Society of America* **30**, pp.351-354, (2002).
- Wolf E. T. and Toon O. B., Fractal Organic Hazes Provided an Ultraviolet Shield for Early Earth. *Science* **328**, pp.1266-1268, (2010).
- Wilde, S. A. et al., Evidence from detrital zircons for the existence of continental crust and oceans on the Earth 4.4 Gyr ago. *Nature* **409**, pp.175-178, (2001).
- Zachos, J. et al., Trends, rhythms, and aberrations in global climate 65 Ma to present. *Science* **292**, pp.686-693, (2001).
- 梅本 隆史, 流体力学的散逸の基礎理論について, 北海道大学 理学部卒業論文, pp.87, (2010).
- 梅本 隆史, 初期地球大気からの流体力学的散逸の数値モデリング, 北海道大学大学院 理学院宇宙理学専攻修士論文, pp.33, (2012).
- 松井 孝典, 永原 裕子, 藤原 顕, 渡邊 誠一郎, 井田 茂, 阿部 豊, 中村 正人, 小松 吾郎, 山本 哲生 共著, 岩波講座 地球惑星科学 12 比較惑星学. 岩波書店, pp.478, (1997).
- 平 朝彦, 阿部 豊, 川上 紳一, 清川 昌一, 有馬 眞, 田近 英一, 箕浦 幸治 共著, 岩波講座 地球惑星科学 13 地球進化論. 岩波書店, pp.527, (1998).
- 矢部 考, 内海 隆行, 尾形 陽一 共著, CIP 法. 森北出版株式会社, pp.222, (2003).
- 矢部 考, 滝沢 研二, 尾形 陽一 共著, CIP 法と Java による CG シミュレーション. 森北出版株式会社, pp.204, (2007).
- 桜井 隆, 小島 正宣, 小杉 健郎, 柴田 一成 共著, シリーズ現代の天文学 10 太陽, 日本評論社 pp.346, (2009).
- 田近 英一, 地球型惑星環境進化学 講義資料. 惑星科学フロンティアセミナー, (2011).