

《フロンティアセミナー・テキスト》 ハビタブルプラネットの起源と進化 第1回

阿部 豊¹

2008年11月27日受領, 2009年10月13日受理.

(要旨) 生物が生存可能な惑星 (habitable planet) の環境の必要条件を液体の水が存在することと考えて、表面に液体の水が存在する地球型惑星「水惑星」の形成と進化を検討した。第1回は、第1章で宇宙におけるH₂Oの普遍性と、物性の特徴から、生命を支える環境物質としての水の重要性を論じる。第2章では、H₂Oが惑星表面で液体の水として存在できるための環境条件について全球平均の気候モデルを用いて議論する。第3章では、第2章で論じた環境条件を長期間にわたって維持するための条件について、大気散逸、中心星の進化、二酸化炭素固定の各過程に注目して議論する。

1. はじめに

1.1 生存可能な惑星

現在までに300を超える太陽系外の惑星(系外惑星)が発見されている。今までに発見されている系外惑星はその大部分が木星型惑星であるが、理論的には地球型惑星も存在することが予想されており、実際に地球型惑星とおぼしき天体も見いだされている。このうち生物の生存が可能な惑星がどれほど多く存在するか大変興味があるところである。ここでは生物の生存が可能な環境を持つ惑星、すなわち生存可能な惑星 (Habitable Planet) の形成と進化について、主に理論的に検討してみたい。

しかし、何が生物の生存が可能な環境であるのか、本当の条件は、はっきりしない。そもそも何を持って「生き物」と呼ぶのか、生き物とは何であるのか。我々は地球上の生命しか知らないから、それ以外の生命の形態を想像することは可能であるにしても、それを基準として具体的な条件を導くことは、現時点ではあまり意味がないだろう。地球上の生き物のありようをもとに考えざるを得ない。

地球上の生き物のありようをもとに考えるにしても、

地球上の生物は極めて多様な環境に生きている。好気性のもも嫌気性のももいる。真空の月面でさえ死ななかつた微生物が知られている。これでは環境条件を絞れない。逆に、身勝手だが比較的わかりやすい狭い条件として、人間の生存にとって適当とする定義もあり得るだろう。だが人間も他の生物なしでは生きていけないから、実のところ何が「人間の生存にとって適当」かも突き詰めると難しい。

一方、地球の生き物は繁殖を含む生活環のどこかで液体の水を必要とする。真空の月面でさえ死ななかつた微生物も、月面では繁殖できない。生物が液体の水を必要とすることは、生物がエネルギーを得る方法としてこれまで知られている過程が水溶液中の化学反応を含むことを考えれば、当然と言えるかもしれない。液体の水が安定な条件から遠く離れた環境では生物の体内に水溶液を維持することは困難であろう。ここでは地球生命の生存や繁殖にとって液体の水が必須であることから、液体の水が存在できることを生存可能環境の(必要)条件と考えて議論を進めることにしたい。

1.2 水

ところで水という物質は確かに地球型の生命にとって必須の物質ではあるのだが、そのことになんらかの必然性・普遍性があるのだろうか。図1.1に太陽系の元素存在度を示した。元素量として圧倒的に多いのが

1. 東京大学大学院理学系研究科
ayutaka@eps.s.u-tokyo.ac.jp

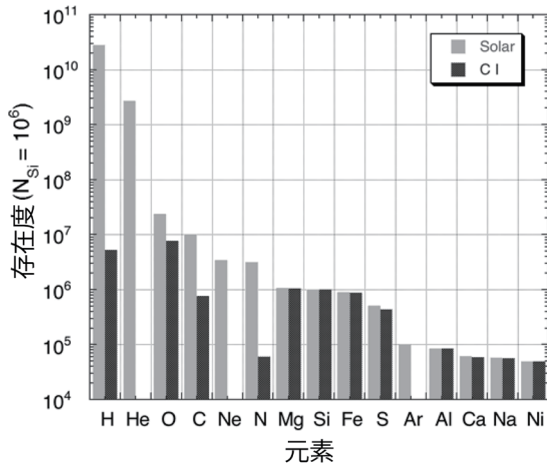


図1.1: 太陽系の元素存在度。太陽組成ガス(Solar)と炭素質コンドライト(CI)に含まれる元素の存在度を、珪素の存在度を 10^6 に規格化して示した。

水素であり、次はヘリウムである。その次に酸素、炭素、ネオン、窒素と来る。固体の惑星の主成分であるマグネシウム、シリコン、鉄が次に続くが、酸素の存

在量はこれらよりも1桁以上多い。元素合成の過程を考えても水素と酸素が多い元素であることには違いがないであろう。反応性がないヘリウムを除けば、水は最も多い二つの元素の組み合わせでできている。そのことから考えても水という物質が非常に普遍性のある物質であるということがわかる。なお、他の恒星系では酸素よりも炭素の方が多く、というようなこともあるかもしれない。この場合には、炭素がどのような形態をとるかによっては、水は作りにくくなってしま

かもしれない。
次に水の性質に注目してみよう。図1.2に1気圧におけるいろいろな化合物の融点と沸点を示した。これは大雑把に液体の状態をとる温度範囲を表すことになる。ここには化合物の分子量も示してある。一般に分子量が大きい物質ほど融点・沸点とも高くなる傾向がある。その中であって水は分子量が小さいにもかかわらず融点と沸点が高いことが分かるであろう。水並みに融点・沸点が高い物質はどれもかなり複雑な物質である。言い換えればそのような化合物は作りにくい。こう見ていくと水は単純な物質、すなわち存在量が多

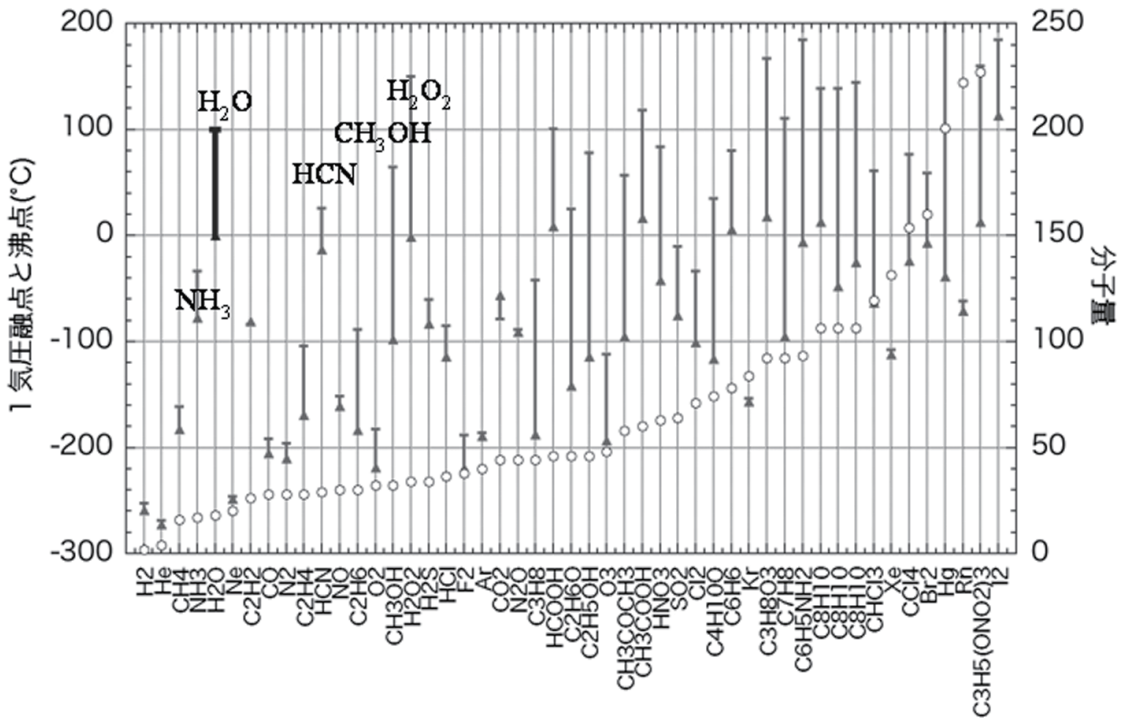


図1.2: 1気圧におけるさまざまな化合物の融点および沸点。線で示された部分が、その化合物が液体の状態をとる温度範囲を表している。また、その化合物の分子量を白丸で示している。水は分子量が小さい化合物の中で、ひと際融点と沸点が高い。

いであろう物質、の中では圧倒的に高い融点・沸点を持っていることが分かる。惑星表面に存在する可能性がある液体としてみると、水が最も大量に、かつ最も高温の条件下で存在できる物質であるという風に考えてもよい。

このことは重要な意味を持っている。地球上の生き物は化学反応によってエネルギーを得て「生きて」いる。化学反応を連続的に起こすことによってエネルギーを得るには、何であるにせよエネルギーと物質の出入りが必要だ。そのような出入りをさせるときに溶液中というのは非常に好ましい環境である。というのは溶液中ではものが動きやすいし、その上気体中に比べてずっと高濃度にすることができるからだ。しかも温度が高いほど反応も進みやすいのだから、高い温度で液体の状態になる溶媒が望ましいことになる。こういう目で見ると、水は存在度といい、その高い融点・沸点といい、化学反応によって生きている生命の媒体としては最も望ましい物質であると考えられるであろう。その上、水は非常に多くのものを溶かす優れた溶媒でもある。したがって、液体の水に注目して生命が存在できる環境を探す、というのもある種の必然性・普遍性はある、と考えてよいのではないだろうか。

1.3 水惑星

我々が知っている生物の多くは究極的には太陽の光からのエネルギーをソースとして生きている。しかし、地球でも深海底の生き物たちのように地球内部からのエネルギーをソースとして使っている生命体がある。このような生命は、例えばエウロパの内部海で存在が推測されたりしている。しかし、ここではこのようなタイプの生命のことは考えず、究極的なエネルギー源として太陽あるいは、中心星の光に依存して、オープンスペース環境で生きる生命のみを議論する。これは一つには、惑星内部の環境がどのようなものであるのかを定量的に議論していくことが、表層環境を議論していくことに比べて困難である、と考えられるからである。

これ以降は「生命」を前面に置いて生存可能な惑星の条件を考えるのではなく、固体惑星表面(固体部分と大気境界)における「液体の水」の存在可能性を前面に置いて議論をしていく。以下では「ある程度まとまった量の液体の水を地表面に持つ固体惑星」を「水

惑星」と呼ぶことにしよう。これは、現在、我々が知っている唯一の生存可能な惑星である地球が持つ性質を一つ取り出した、という意味で、「一般化された地球」であり、また「生き物が住めそうな惑星」でもある。

水惑星ができるには4つの条件が必要である。第一に、惑星が材料として H_2O を取り込むこと。 H_2O という形でなくても、水素と酸素をとりこみ、かつ、それが反応して H_2O という物質ができる条件が整えばそれでもよい。第二に、 H_2O が惑星の内部に閉じ込められずに表面にでてくること、第三に、 H_2O が宇宙空間に逃げずに表面にとどまること、この2つは H_2O が惑星の表面に存在するための条件である。第四に、惑星表面の H_2O が液体の状態になること、である。第一の条件は惑星の形成に、第二～第四の条件はその惑星がどのように進化するか、ということに関わっている。

キャストリングにならって[1]、生存可能条件(Habitable Condition)と連続的生存可能条件(Continuously Habitable Condition)を整理しておこう。生存可能条件とは、ある一瞬に惑星上に生命が生きられる条件をさしている。一方で、ある程度の長時間、生命が進化できる程度の長時間、つまり10億年や45億年などの期間、生存可能条件が維持される条件を連続的生存可能条件と呼ぶ。以下では、惑星への H_2O の供給は十分であるとして、第四の惑星表面の H_2O が液体の状態になる条件を生存可能必要条件と考えることにしよう。これに対応して、長期間にわたり惑星表面に液体の水を維持できる条件(これは第二、第三の条件の一部を含む)を連続的生存可能必要条件と考えることにしよう。

2. 生存可能必要条件：液体の水が存在できる環境

はじめに、四番目の条件から検討しよう。つまり、 H_2O は惑星表面に存在するとして、それが液体の水になる条件の検討である。液体の水が存在できる条件は温度と圧力がある範囲にあることである(図2.1)。温度は三重点温度(0.01°C)以上、かつ臨界点温度(374.11°C)以下でなければいけない。前者は水の三重点で氷・水蒸気・水が共存できる状態の温度である。これ以下の温度では氷と水蒸気は存在できても液体の水は存在できない。後者は水の臨界点で液体と気体の区別が無

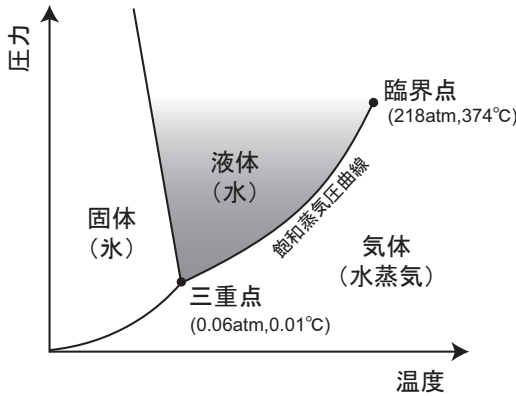


図2.1: 水の相図. グレーの部分は水が液体として存在できる領域を示している. 液体の水が存在できる条件は, 温度が三重点と臨界点の間にあり, かつ圧力が飽和蒸気圧以上にあることである.

くなる温度である. これ以上高い温度では, 圧力をあげても水蒸気は徐々に密度を上げるだけで液体にはならない. これを超臨界状態という. 生命の存在条件という意味でみたときに, 臨界点を超えているかいないか, がどれほど重要であるか明らかではない. しかし, 超臨界状態は「液体の水」とは呼べない, という意味でここでは除外されている^a. 臨界点付近では生命の発生にとっては有利だが, 長期的存在は難しいという考えもあるかもしれない.

以上の温度条件に加えて圧力条件も必要である. H₂O 分圧は与えられた温度の飽和蒸気圧以上でなければならない. さもないと, H₂O はすべて蒸発してしまう.

この章では液体の水が存在できる温度圧力条件が実現できる惑星環境について検討しよう.

2.1 惑星表層環境

温度圧力が満たされる環境が実現する条件は惑星大気中での熱輸送に関係していて, 実はそれほど単純な問題ではない. しかし, 問題を単純化して球対称の惑星大気を考え, 全球年平均的な議論でいくならば, 圧力は H₂O の量, 温度は大気の鉛直構造を計算することで, 惑星表面の温度や H₂O 分圧を惑星放射, H₂O, それ以外の気体成分の量に対応させることができる.

^a 以下の議論では, 臨界点を超えているか否か, から生存可能惑星に対して導かれる制約はあまり重要な条件にはなっていない.

全球年平均的な議論の問題点については6章で述べる.

2.1.1 静水圧平衡

鉛直方向に運動していない, 平行平面の大気を考えた場合, 鉛直方向の圧力分布は, 次の静水圧平衡の式で与えられる.

$$\frac{\partial p}{\partial r} = -\rho \frac{GM}{r^2} = -\rho g \tag{2.1}$$

ここで, p は大気の圧力, ρ は大気の密度, G は万有引力定数, M は惑星の質量, r は惑星の中心からの半径, g は重力加速度, である. この式を惑星表面 r_s から無限遠方まで積分することによって地表面圧力 p_s は次のように決まる.

$$p_s = \int_{r_s}^{\infty} \rho g dr \approx g_s \int_{r_s}^{\infty} \rho dr \tag{2.2}$$

ここで, 重力加速度 g は, 大気中で一定であると仮定し, 地表面の重力加速度 g_s を用いた. この仮定は, 大気の厚さが固体惑星半径に比べて十分薄い場合成り立つ. 大気質量 m_a を用いて, 気柱質量 u_s を定義すると次のようになる.

$$u_s \equiv \int_{r_s}^{\infty} \rho dr = \frac{m_a}{4\pi r_s^2} \tag{2.3}$$

すなわち大気質量 m_a と地表面圧力 p_s の関係は次のように与えられる.

$$p_s = \frac{m_a g_s}{4\pi r_s^2} = \frac{m_a G \rho_p}{3r_s} \tag{2.4}$$

圧力は大気量に比例し, 惑星の平均密度 ρ_p が同じなら, 同じ圧力になる大気量は惑星半径に比例する.

2.1.2 熱収支

一方, 惑星表面の熱収支は基本的には, 中心星(太陽)からの入射と惑星放射(Planetary Flux)のバランスで決まっている. ただし, 惑星集積の最中は微惑星の衝突で解放される重力エネルギーも考えなければならない. 中心星放射は普通可視光線で, そのうちの一部分が惑星大気によって反射される. この反射の割合をアルベドという. 反射光を除いた中心星(太陽)の入射を正味中心星(太陽)放射という.

惑星放射は惑星が宇宙空間に放射するエネルギーフラックスである. 惑星放射はおもに赤外線で, 大きな惑星放射を射出するには高い温度が必要であり, このことによって惑星表面の温度が決まる.

中心星放射と惑星放射が釣り合った状態を考える. 中心星からの光を受けるのは惑星の断面積である. 一

方、惑星放射は惑星の全表面から射出される。今、全球平均を考えよう。これは惑星が十分早く自転している、熱輸送の効率が非常に良い場合の極限で、大気を持っている惑星はだいたいこれでよい。したがって中心星放射を S 、惑星放射を F_s 、惑星のアルベドを A とすると次式が成り立つ。

$$\pi r_s^2 S(1 - A) = 4\pi r_s^2 F_s \tag{2.5}$$

したがって、惑星放射は以下のように決まる。

$$F_s = \frac{S(1 - A)}{4} \tag{2.6}$$

式(2.5)では再び惑星大気の厚さが固体惑星半径に比べて薄いという仮定を置いて、大気の半径を固体惑星の半径で置き換えている。しかし、式(2.6)自体は、中心星からの光を受ける領域の半径と惑星放射を射出する領域の半径がだいたい同じであれば、大気が非常に厚い場合でも成り立っている。

惑星の表面を大ざっぱに黒体で近似するならば、地面が出す放射と温度の関係はプランク関数で与えられる。プランク関数は理想的な放射の関数で単位波長あたり (B_λ)・単位振動数あたり (B_ν)・単位波数あたり (B_w)の3通りで書ける。

$$B_\lambda = \frac{2hc^2}{\lambda^5 \left[\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1 \right]} \quad [\text{W/m}^2\text{sr.cm}] : \text{単位波長あたり} \tag{2.7a}$$

$$B_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2 \left[\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1 \right]} \quad [\text{W/m}^2\text{sr.s}] : \text{単位振動数あたり} \tag{2.7b}$$

$$B_w = \frac{2hc^2 w^3}{\exp\left(\frac{hcw}{kT}\right) - 1} \quad [\text{W/m}^2\text{sr.1/cm}] : \text{単位波数あたり} \tag{2.7c}$$

ここで、 λ 、 ν 、 w はそれぞれ波長、振動数、波数であり、 h はプランク定数、 c は光速、 k はボルツマン定数、 T は温度、である。3通りの表式はそれぞれ単位が違うので、単に $c/\lambda = \nu = cw$ を使って波長・振動数・波数を記号的に変換するだけでは得られない。 $B_\lambda d\lambda = B_\nu d\nu$ などとして積分した量が同じになるように変換すればよい。

すべての波長でプランク関数を積分すると、波長積分した全放射フラックスは温度の4乗に比例することがわかる (ステファン・ボルツマンの法則)。また最も強く放射される放射の波長は温度に反比例する (ウ

太陽放射 = 惑星放射

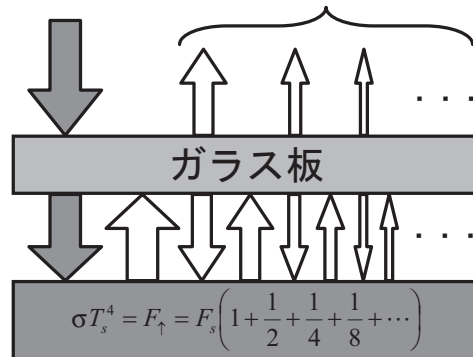


図2.2: ガラス1枚の場合のガラス板モデル。大気をガラス板と真空に分割している。ガラス板は惑星放射に対しては不透明、太陽放射に対しては透明としている。

ーンの遷移則)。波長表示のプランク関数 B_λ のピークは $T\lambda = 0.2897 \text{ cmK}$ にあり、 $T\lambda > 5.0 \text{ cmK}$ 、 $T\lambda < 0.11 \text{ cmK}$ にはそれぞれ全体の0.1%のエネルギーしかない。したがって、地球の表面温度が300 Kだとするならば、地球放射、つまり地球が出す惑星放射のピークは $9.7 \mu\text{m}$ で、エネルギーは $3.7 - 167 \mu\text{m}$ の範囲に99.8%がある。一方で太陽放射は6000 Kの黒体放射で近似できる。このとき放射はピークが $0.483 \mu\text{m}$ で、 $0.18 - 8.3 \mu\text{m}$ の範囲に99.8%のエネルギーがある。3.7 ~ $8.3 \mu\text{m}$ の範囲にある太陽放射のエネルギーは2%以下であり、つまり太陽放射と地球放射はほとんど重ならない。

そのことから、しばしば太陽放射を短波放射、地球放射を長波放射と呼ぶ。同様に、よほど低温の中心星を考えない限り、中心星と惑星の放射の波長域はかなり異なり、中心星放射と惑星放射はほとんど重ならない。

2.1.3 放射平衡と温室効果

次に放射だけでエネルギーの収支が釣り合っている状態、つまり放射平衡が成り立った状態を考えよう。現実には大気中では対流も起こっているが、対流や熱伝導では宇宙空間にエネルギーを捨てられないから、最も基本的な熱収支は放射平衡で近似できる。

2.1.3.1 ガラス板モデル

以下で、具体的に大気中の放射伝達を考えるが、ここでは平行平面大気を仮定する。しっかりと重力でとらえられている大気は厚みが薄く、平行平面大気で近

似できる。球殻大気の場合は、厳密に解くのが大変である。局所的球面や、表面積の効果のみを考える場合はあるが、大気の曲率半径の長さでの光学的厚さ(後述2.1.3.2)が1以下だと、斜めから入ってくる光を扱うのが難しい。

まず、ガラス板モデルという近似モデルを考えてみることにする。これは大気をガラス板と真空に分割するものである。ガラス板は惑星放射に対しては不透明であるが太陽放射に対しては透明であるとする。まず大気なしの状況を考える。地面は入射した太陽放射と等しい大きさの赤外線放射を出せるような温度になる。地面が黒体で近似できるならば惑星放射は温度の4乗に比例する。

ここでガラス板を1枚おこう。地面は入射した太陽放射と等しい大きさの赤外線放射を出すとする。しかしこれは大気すなわちガラス板に吸収されてしまう。ガラス板は吸収したエネルギーと同じだけのエネルギーフラックスをガラス板の上下に射出する。その結果地面は射出したエネルギーの2分の1のエネルギーをガラス板からもらうことになる。そこで地面は大気からもらったエネルギー分を再び大気にむかって射出しないとエネルギー収支が合わなくなる。大気はこの射出されたエネルギーを吸収し、その半分を再び地面に向かって射出することになる。このようなやりとりが繰り返される結果(図2.2)、以下のとおり収支が成り立つ。

$$\sigma T_s^4 = F_{\uparrow} = F_s \left(1 + \frac{1}{2} + \frac{1}{4} + \frac{1}{8} + \dots \right) = 2F_s \quad (2.8)$$

ここで、 σ はステファン・ボルツマン定数、 T_s は地面の温度、 F_{\uparrow} は地面から上向きに射出される放射フラックス、 F_s は惑星放射(もしくは、正味太陽放射)、である。

惑星表面が出す放射は、丁度、正味太陽放射の2倍になっている。この結果は、次のようにも理解できる。ガラス板が宇宙空間に太陽放射と同じだけのエネルギーを射出し、同時に地面に向かってやはり同じだけのエネルギーを射出する。地面は太陽放射と大気からもらったエネルギーと合わせて、もともとの太陽放射の丁度2倍のエネルギーを受け取ることになるので、それと釣り合う太陽放射の2倍のエネルギーを射出することになる。

さて、地面が射出するエネルギーが大きくなったこととともなって地面温度は高くならなければならない。

これが温室効果(Greenhouse Effect)である。つまり、大気が吸収したエネルギーの一部が地面に向けて放射されるため、その分のエネルギーを地面が多く放射しなければならなくなる。つまり、多くの放射を出すために温度が上がるもので、熱が大気に溜まるためではない。温度上昇は平衡を維持するための変化である。

ガラス板の枚数を増やせば地面が射出する赤外放射の量が増える、つまり地面温度が上がることを示される。ガラス板が n 枚のときの地面温度は以下のように与えられる。

$$\sigma T_s^4 = (n+1)F_s \quad (2.9)$$

ガラス板の枚数と温度の関係の導出は読者に任せよう。

2.1.3.2 灰色大気モデル

以上のことは、惑星放射の伝達の数式を使っても同様に導くことができる。光学的性質の波長依存性を無視する近似(灰色近似)をすると解析的な計算が容易になる。その場合の放射平衡の大気構造は次のように求めることができる。まず惑星放射の伝達の式は以下のように書ける(式の導出は[2]を参照のこと)。

$$\begin{aligned} \frac{2}{3} \frac{dF_{\uparrow}}{d\tau} &= F_{\uparrow} - \pi B \\ \frac{2}{3} \frac{dF_{\downarrow}}{d\tau} &= -F_{\downarrow} + \pi B \end{aligned} \quad (2.10a)$$

ここで、 F_{\uparrow} と F_{\downarrow} は大気中のある水平面を超えてそれぞれ下向きおよび上向きに伝播する惑星放射が運ぶエネルギーフラックス、 τ は大気上端から計った光学的厚さと呼ばれる物理量で、大気単位質量あたりの吸収係数 κ 、大気密度 ρ 、高度 z を用いて

$$\tau(z) \equiv \int_z^{\infty} \kappa(z') \rho(z') dz' \quad (2.10b)$$

である。式(2.10a)中の係数2/3は放射場の天頂角依存性に対する仮定に基づく係数である。

大気上端では惑星放射が宇宙空間に抜けるが、同じ波長の放射は宇宙空間からは入って来ない。地面では黒体放射でエネルギーフラックスが決まるとして、境界条件を次のようにおく。

$$\begin{aligned} F_{\downarrow}(\tau=0) &= 0 \\ F_{\uparrow}(\tau=\tau_s) &= \pi B_s = \sigma T_s^4 \end{aligned} \quad (2.11)$$

ここで、光学的厚さは大気上端で0、地面で τ_s とし、 B_s は地面のプランク関数、である。惑星放射は各水

平面での上向き放射と下向き放射の差で与えられるので、式(2.10)を式(2.11)の境界条件および $F_{\uparrow} - F_{\downarrow} = F_s$ のもとで解くと、放射平衡大気温度構造が次のように求まる。

$$\sigma T^4(\tau) = \pi B(\tau) = \frac{F_s}{2} \left(\frac{3}{2} \tau + 1 \right) \quad (2.12)$$

また上向きと下向きのエネルギーフラックスもそれぞれ以下のように解ける。

$$F_{\uparrow}(\tau) = \frac{F_s}{2} \left(\frac{3}{2} \tau + 2 \right) \quad (2.13)$$

$$F_{\downarrow}(\tau) = \frac{F_s}{2} \left(\frac{3}{2} \tau \right) \quad (2.14)$$

また、地表でエネルギー収支が釣りあうためには上向き放射フラックス $F_{\uparrow}(\tau_s)$ が地表面からの放射 σT_s^4 に等しくなっていなければならないから、地表温度 T_s は

$$\sigma T_s^4 = F_{\uparrow}(\tau_s) = \frac{F_s}{2} \left(\frac{3}{2} \tau_s + 2 \right) \quad (2.15)$$

で与えられる。これより、前節で考察したガラス板モデルにおけるガラス板の枚数は、光学的厚さ τ に対応していることがわかる。また、式(2.12)と式(2.15)から、大気下端(地面直上にある大気)の温度 $T(\tau_s)$ と地面の温度 T_s には差が生じ、地面の温度の方が高いことがわかる。

2.1.4 惑星放射の表現

放射伝達の式を積分すると各波長での惑星放射のフラックスが求まる(式の導出は[2]を参照のこと)。

$$F_{\lambda} = \frac{3}{2} \int_0^{\tau_s} \pi B_{\lambda}(t) \exp\left[-\frac{3}{2}t\right] dt + \pi B_{\lambda,s} \exp\left[-\frac{3}{2}\tau_s\right] \quad (2.16)$$

惑星放射は、大気が出す放射と地面が出す放射の和になっている。これは大気中の温度と吸収物質の分布で決まり、光学的厚さで重みを付けたプランク関数の積分になる。 $\tau=1$ での温度に最も敏感である。

光学的に薄い大気では $\tau_{\lambda,s} \ll 1$ だから、第2項(地面の寄与)が主になり、大気からの寄与は無視できる。逆に光学的に厚い大気では $\tau_{\lambda,s} \gg 1$ だから、地面からの寄与は無視できて、第1項(大気の寄与)が主になる。

2.1.5 放射対流平衡

2.1.3.2節でみたように放射平衡大気では地面と大気下端の間に温度ギャップが生じる。この温度ギャップ

は大気と地面の光学的性質の違いによって生ずるものであって、灰色近似を行わない場合でも出現する。地面温度が大気下端の温度よりちょっとだけ高いことによって、下層大気が対流不安定となる。対流不安定とは、流体の層が静止状態にあっても、わずかな上下運動が増幅される結果、対流運動が発生してしまうような成層状態のことをいう。通常、流体が断熱的に上下運動したときの温度勾配(断熱温度勾配)よりも流体層の温度勾配の方が急である場合に対流不安定となる。このような状況下では、例えば、流体の塊が断熱的にわずかに上に動くと、周囲の流体よりも温度が高くなり、さらに上昇することが期待される。より厳密に言えば、流体の断熱的な運動の時間スケールが、熱伝導のような運動以外の熱輸送過程によって温度場の乱れがならされる時間スケールよりも短い、ということも条件となる。

今の場合、地面に接する気体が地面からの熱伝導によって温められる結果、地面直上の大気よりも温度が高くなり、大気中を上昇し、対流運動が発生する。こうして対流圏が形成されることが期待される。

対流は効率よく熱を輸送するものの、対流が起こっても惑星放射の値は変化してはならない。このため、前述の惑星放射の式からもわかるが、対流によって大気全体で温度が下がるわけではない。一般に、大気の上の方の光学的に薄い領域では温度が上がり、下の方の光学的に厚い領域では温度が下がる。大気が光学的に薄い場合には、対流が起こった方が地面付近の大気温度は高温になることがあるので注意を要する。この場合は地面の温度は対流が起こったことによって下がっている。

対流圏の温度勾配を推定しよう。対流する流体層の中では、流体層の上端や下端、あるいはその両方に形成される境界層を除いては、温度勾配が断熱温度勾配で近似されることが普通である。対流不安定の一つの条件が、対流による上下運動が熱伝導などの流体運動以外の熱輸送過程よりも短い時間で起こること、であることを考えれば、対流による上下運動がほぼ断熱的に起こることは自然であろう。観測されている現実の惑星大気では、対流圏の温度勾配は必ずしも断熱温度勾配にはなっていない。このことの本当の理由はよくわからないが、大気対流が大気の放射冷却によって律速されざるを得ない、ということと関係しているのか

もしれない。しかし、ここでは対流圏の温度勾配が断熱温度勾配によって近似できるとして話を進めよう。

大気が乾燥している場合の対流圏を乾燥断熱勾配 (Dry Adabat) で近似しよう。このとき温度勾配は次式で与えられる。

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_s = \frac{\alpha T}{\rho C_p} \quad (2.17)$$

ここで、 α は体積膨張率、 C_p は定圧比熱である。体積膨張率は理想気体の場合 $\alpha=1/T$ となる。理想気体を仮定すると、比熱比 γ を用いて以下のように変形できる。

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_s = \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{T}{p} \quad (2.18)$$

一方、大気中で気体成分の凝結が起こる場合を湿潤断熱勾配 (Moist Adabat) で近似しよう。この場合の温度勾配は次式で導かれる (式の導出は[2]を参照のこと)。

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_{\text{moist pseudoadiabat}} = \frac{\frac{RT}{pc_{pn}} + \frac{x_v^* l}{x_n pc_{pn}}}{x_n + x_v^* \frac{c_{pv}}{c_{pn}} + \frac{x_v^* l^2}{x_n RT^2 c_{pn}}} \quad (2.19)$$

ここで、 R は気体定数、 c_{pn} と c_{pv} はそれぞれ非凝縮気体と水蒸気の定圧モル比熱、 x_n と x_v^* はそれぞれ非凝縮気体と水蒸気のマール分率、 l は水蒸気の凝結の潜熱、である。ここでは、大気中で凝結によって生じた液体または固体の成分は速やかに大気から取り除かれるという、擬湿潤断熱勾配 (Moist Pseudoadiabat) の近似を用いている。この場合、水蒸気量が少ないと ($x_v^* \rightarrow 0$)、乾燥断熱に漸近し、水蒸気量が多いと ($x_v^* \rightarrow 1$)、飽和蒸気圧曲線に漸近する。

ここで、放射平衡大気はいつも対流不安定というわけではないということに注意しておこう。吸収係数一定の灰色放射平衡大気では温度勾配は乾燥断熱勾配よりも小さいことがむしろ普通である。このことを示そう。

吸収係数 (κ) が一定の場合、光学的厚さ (τ) は次のように書ける。

$$\tau = \kappa \int_z^\infty \rho dz' = \frac{\kappa}{g} p \quad (2.20)$$

したがって、式(2.12)から放射平衡大気のと温度と圧力の関係式が得られ、微分形式では以下のように書くことができる。

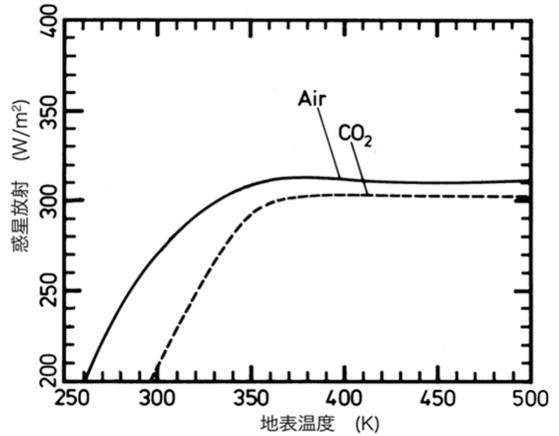


図2.3: 鉛直1次元大気モデルで計算した惑星放射の変化。実線は1atmの空気、破線は1atmのCO₂大気を与えた場合の結果。ある温度以上では、地表面温度が上昇しても惑星放射量は増加せず、頭打ちになることがわかる。図はKasting(1988)[4]とAbe and Matsui (1988)[5]を改変。

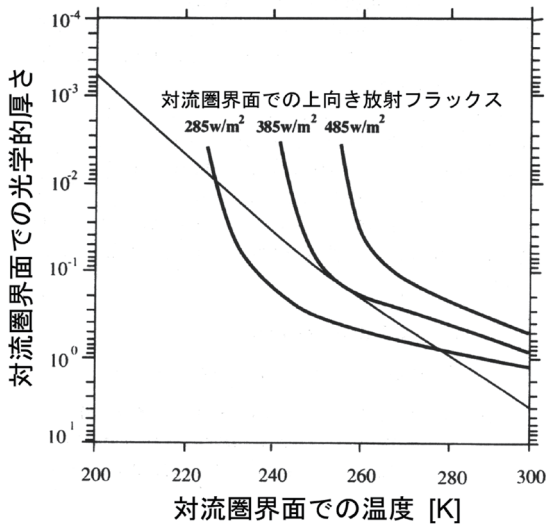


図2.4: 直線は、蒸気圧曲線から決まる対流圏界面での温度と光学的厚さの関係。曲線は、対流圏界面での上向き放射フラックスから決まる温度と光学的厚さの関係。両者の交点が、実際に達成される対流圏界面での温度と光学的厚さである。したがって、交点が存在しないような上向き放射フラックスは放射平衡大気として存在しえない。図から、解が得られる放射フラックスの上限が385W/m²であることがわかる。図はNakajima et al. (1992)[3]から。

$$\frac{dp}{dT} = \frac{4}{T} \left(p + \frac{2g}{3\kappa} \right) > 4 \frac{p}{T} \quad (2.21)$$

上式の温度勾配と式(2.18)の乾燥断熱温度勾配を比較

することによって、対流不安定となる条件が、 $(\gamma - 1) / \gamma < 1/4$ 、つまり $\gamma < 4/3$ であることがわかる。つまりこの条件をみたさないと対流が起こらない。しかし、2原子分子で $\gamma = 7/5$ 、単原子で $\gamma = 5/3$ であって、普通はこのような比熱比にならない。一般的には、地面がない場合には、放射平衡大気が対流不安定とはいえない。このことは、恒星内部では多くの場合に厚い放射平衡層が存在することと整合的である。

地球では水蒸気の凝結によって、断熱的に上昇運動する気体は、乾燥断熱勾配ではなく、湿潤断熱温度勾配に沿って温度変化する。すでにみたように湿潤断熱温度勾配は乾燥断熱勾配より緩やかである。また、水蒸気の分布は(水蒸気の凝結のために)一様ではなく、大気下層に多く分布する。そのため実質的に吸収係数が一定ではなく、放射平衡温度勾配は上述の吸収係数一定の場合の温度勾配よりも急になる。この二つの効果のために、現在の地球大気の水蒸気分布では、放射平衡温度勾配は断熱温度勾配よりも急になっている。

2.2 暴走温室(Runaway Greenhouse)

次に暴走温室効果について検討しよう。水蒸気は強い温室効果気体であり、気温が高いほど水蒸気は多いから、気温が高いほど大きな温室効果が期待される。これは典型的な正のフィードバック過程であり、このことによって、どこかで温室効果が暴走する可能性がある。ここでは、暴走温室効果によって液体の水が存在できなくなる場合を考える。惑星放射がある大きさより大きいと大気構造に変化が生じ、どんなに沢山の H_2O が表面にあっても液体の水は存在できなくなる。これを暴走温室状態と呼ぶ。後で詳しく説明するが、暴走温室状態の発生は惑星放射だけで決まっている。

定量的な暴走温室効果の検討では射出限界(critical flux for the runaway greenhouse)の存在が重要である。これは海洋を持つ、つまり大気が湿潤である惑星には、射出できる惑星放射に上限がある、ということである(図2.3)に水蒸気以外の気体として1気圧の空気または二酸化炭素を含む場合について、地表温度と惑星放射の関係を示した。どちらの場合も、惑星放射が約 300 W/m^2 の所で頭打ちになっている。これが射出限界である。 CO_2 の方が温室効果が強いので、低い温度では惑星放射が小さい値となっている。

射出限界を超える太陽放射が入射すると、入射放射

に釣り合う惑星放射が射出できないために、どんなに大量の水があっても、全て蒸発するまで、温度が上昇することになる[例えば3,4,5]。

ここでは中島ら[3]に沿って射出限界出現の検討を進める。これは灰色大気の凝結成分(H_2O)以外の温室効果気体を考えないモデルである。このモデルでは二つの極限が現れる。放射平衡で決まる極限(Komabayashi-Ingersoll Limit)と、放射対流平衡で決まる極限である。

まず、放射平衡で決まる極限を考えよう。放射平衡にある灰色の成層圏を考える。対流圏界面では水蒸気に対して飽和しているとする。水の蒸気圧曲線から対流圏界面の温度の関数として成層圏中の水蒸気量が決まり、したがって対流圏界面の光学的厚さが決まる。言い換えれば、対流圏界面が水蒸気に対して飽和しているという条件から対流圏界面の光学的厚さと温度の関係が決まる。一方、惑星放射を与えると、光学的な厚さの関数として成層圏中の温度分布が決まり、したがって対流圏界面の温度が決まる。この両方の関係を図にプロットしたものが図2.4である。蒸気圧曲線と放射平衡で決まる二つの曲線が交点を持つ場合、その交点に対流圏界面における光学的厚さと温度を与えている^b。しかし、惑星放射の値がある値よりも大きくなると交点なくなる。交点なくなる限界の惑星放射が求める極限である。対流圏界面温度が高くなることによって、成層圏中の水蒸気量が増えて光学的厚さが厚くなる効果が、温度が高くなることによって惑星放射を大きくする効果を上回るために、射出限界が現れると考えられる。

もう一つの放射対流平衡で決まる極限は、対流圏の温度勾配から導かれる。地表面の温度が上がると、大気中の水蒸気量が増える。そのため、すでに述べたように断熱温度勾配は水蒸気の蒸気圧曲線に漸近する(図2.5a)。これは地表面の温度が 450 K 以上で顕著である。大気が水蒸気だけからなる大気に近づいていくことにともなって温度と光学的厚さの関係もある曲線に漸近する(図2.5b)。このときに光学的厚さが1前後の温度は一定になるから、惑星放射も一定値になる。この一定値は水蒸気の吸収係数と蒸気圧曲線で決まっ

^b 交点が二つある場合、光学的厚さが小さい方の交点を選ぶ。大きい方の交点では成層圏が過飽和となっており、物理的に妥当ではないと考えられる。

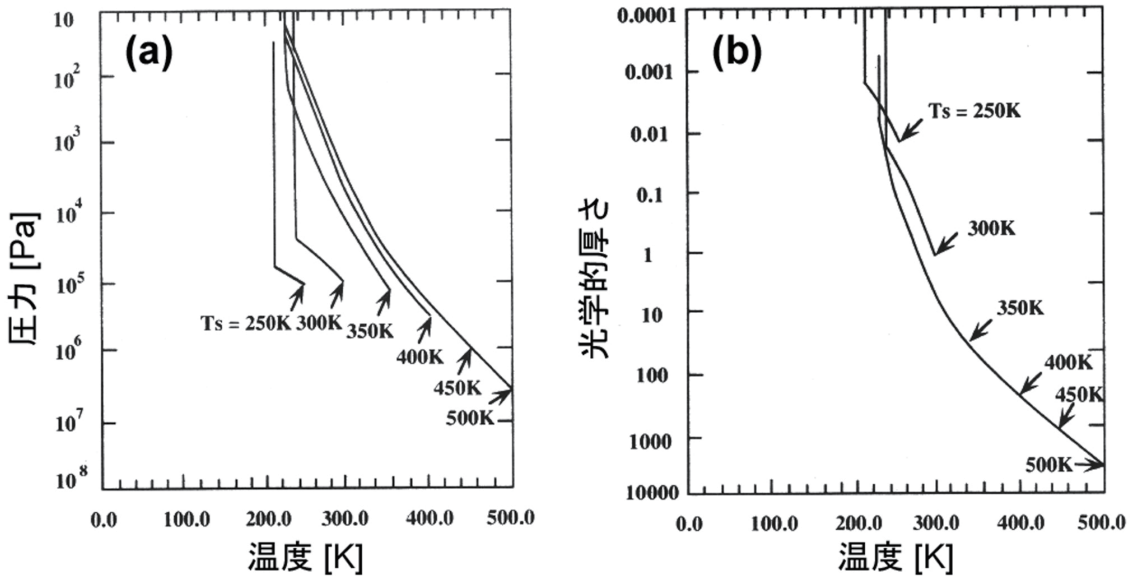


図2.5: (a)放射対流平衡にある大気のと圧力の関係。地面温度が高い場合の温度構造は、水の飽和蒸気圧曲線に漸近する。(b)放射対流平衡にある大気のと光学的厚さの関係。地面温度が高い場合の温度構造は、一本の曲線に漸近する。そのため光学的厚さが1付近の温度構造が変化しない。図はNakajima et al. (1992)[3]から。

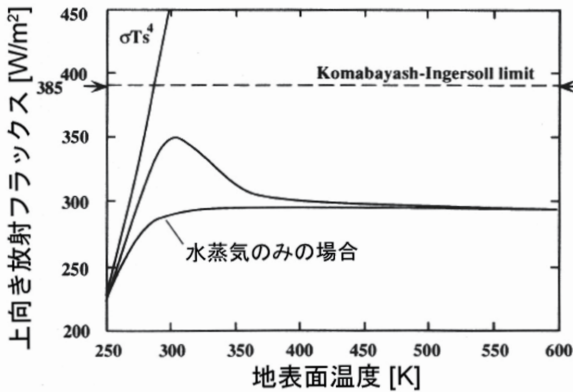


図2.6: 灰色大気の放射対流平衡計算の計算結果。大気が水蒸気と非凝縮成分(地表面での分圧が1気圧の分子量18の気体)の2成分からなっていると解いたものを示している。黒体を仮定した大気がまったくない場合の放射フラックスと、水蒸気のみの大気の場合の放射フラックスも一緒に示している。破線は放射平衡で決まる射出限界(Komabayashi-Ingersoll Limit)。高温側では、惑星の放射フラックスは放射対流平衡で決まる射出限界に漸近している。図はNakajima et al. (1992)[3]から。

そのため、惑星放射は比較的低温では前者の極限に近づいて一度大きくなった場合でも、高温側では後者の極限に近づくように減少していく(図2.6)。別の言い方をすると、惑星放射は、低温だと $\tau < 1$ なので地面が見え、温度上昇とともに σT^4 で上がる。やがて光学的厚さが水蒸気の増加によって増大することにより、地面が見えなくなる。これより高い温度では惑星放射は対流圏の温度勾配で決まるようになる。対流圏の温度勾配は水蒸気の増加にともなって乾燥断熱勾配から湿潤断熱勾配へと減少し、それにとまって惑星放射も減少する。湿潤断熱温度勾配は水蒸気の増加にともなって水蒸気の蒸気圧曲線に漸近することにより、一定値になる。

現実的な大気モデルで地球の海程度の水がある場合を計算すると、暴走が起ると、対流圏の厚さが300 kmを超え、大気全域で水蒸気の混合率がほとんど1になる。

2.3 凍結限界

ているから、水蒸気の物性だけで決まり、他の物理量には依存しない。放射平衡から導かれる極限と放射対流平衡から導かれる極限の大小関係は自明ではないが、現実的な水蒸気の性質を考えると後者の方が小さい。

次にアイスアルベドフィードバックを考慮した単純な全球モデルで、凍結側の限界を検討しよう。以前に示した全球でのエネルギー収支の式(2.5)で、地面温度によるアルベドの変化を考慮し、放射平衡を解いて

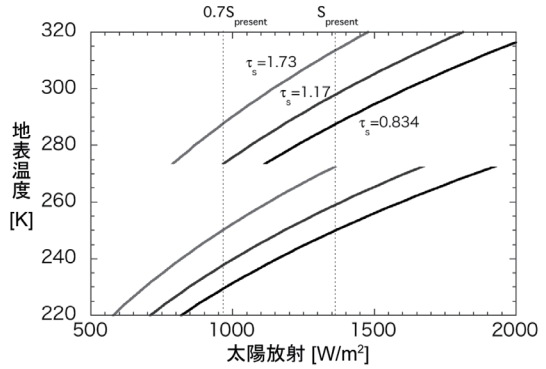
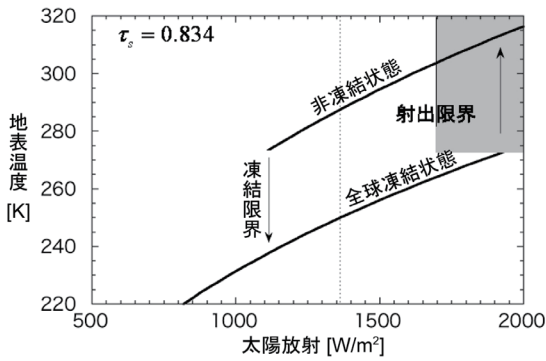


図2.7：アルベドを変化させたときに現れる多重平衡。地表温度は大気的光学的厚さを0.834として、式(2.5),(2.15)を解いたときの値(左図)といくつかの光学的厚さのときの値(右図)である。左図の灰色の領域は射出限界を超える太陽放射加熱がある場合を示す。右図から、太陽放射が現在の70%であったときに「非凍結状態」が存在するために必要な光学的厚さ(τs=1.17)と現在の太陽放射で「全球凍結状態」から脱出できるように最低限必要な光学的厚さ(τs=1.73)がわかる。

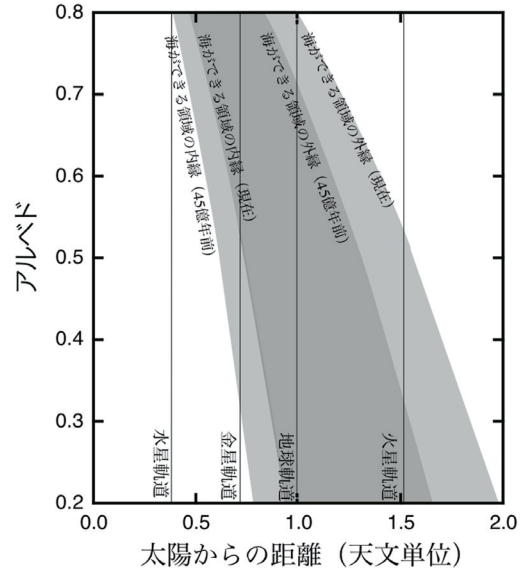
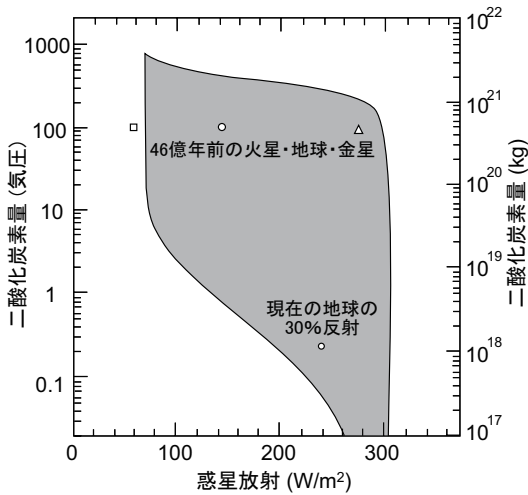


図2.8：H₂OとCO₂からなる大気において、液体の水が存在できる条件領域を示している。条件領域は以下の4つの境界によって決められている。(上)超臨界流体：液体と気体の区別が付かない。(左)液化：二酸化炭素自身が液化して温室効果が効かなくなる。(下)全球凍結：太陽放射が小さく温室効果も弱いので、全球が氷に覆われる。(右)暴走温室状態：水蒸気自身の温室効果のために高温になり、いくら大量にH₂Oがあっても海が作れない。図には、45億年前の火星・地球・金星の環境、および現在の地球(アルベド30%を仮定)の環境についても示している。

図2.9：生存可能領域。現在の太陽放射で海が存在できる領域と、45億年前の太陽放射での領域を灰色で示した。45億年間で、海が存在し続けられる領域は、図の濃い灰色の領域である。

みよう。ここで地面のアルベドは $A = 0.3 (T_s > 273 \text{ K})$, $0.6 (T_s < 273 \text{ K})$ とおく。解を求めると、同じ太陽放射に対して、二つの地面温度が対応する場合があることがわかる(図2.7)。このような状況を多重平衡という。地面が 273 K 以下で全表面が凍結している「全球凍結状態」と、273 K 以上で凍結していない「非凍結状態」

である。太陽放射を減らしていくと後者から前者へ遷移する。この限界が凍結限界になる。凍結限界は温室効果の強さ、つまり大気的光学的厚さに依存する。

一方、「全球凍結状態」から「非凍結状態」へ遷移するには、太陽放射を大きくしなければならぬが、この遷移は上で述べた凍結限界では起こらず、もっと大

きい太陽放射が必要になる。その値は温室効果の強さによっていて、温室効果が弱いほど大きい太陽放射が必要になる。

太陽放射が固定されている場合、温室効果を小さくすると「全球凍結状態」に、大きくすると「非凍結状態」になる。温室効果の大きさを光学的厚さで表し、光学的厚さを大きくすることによって、温室効果が大きい場合を検討した。それぞれ、図2.7の右図には太陽放射が現在の70%であったときに「非凍結状態」が存在できるため、現在の太陽放射で「全球凍結状態」から脱出できるように最低限必要な温室効果の強さを表している。「非凍結状態」から「全球凍結状態」に移る温室効果の強さ(これも凍結限界といってよい)は、「全球凍結状態」から「非凍結状態」に移る温室効果の強さよりもずっと小さい。つまり、「全球凍結状態」からの脱出には大きな温室効果が必要である。

特に、二酸化炭素による温室効果が期待できない場合、その値は射出限界を超えることとなる。この場合、「全球凍結状態」から出発し、太陽放射が増大すると、「全球凍結状態」をぬけた途端に暴走温室状態に入ることになる。よって、このときには暴走温室状態で温度が上昇していく短い期間しか地表に液体の水は存在できないことになる。

2.4 水が存在できる条件

図2.8に H_2O と CO_2 からなる大気を考えた場合に、液体の水が存在できる範囲を示した。惑星放射が大きいほど、また CO_2 などの温室効果気体が多いほど地表温度は高いが、地表温度が $100^\circ C$ を越えても液体の水が無くなるわけではない。惑星放射は太陽放射に比例し、太陽放射は太陽からの距離の2乗に反比例するから、惑星放射に関する条件は太陽からの距離に関する条件と思っても良い。蒸発した大量の水蒸気のために大気圧が高くなるので、 $100^\circ C$ を越えても液体の水(湯)は存在できる。一方、惑星放射が小さすぎ、温室効果気体が少なすぎると、地表温度が低くなって H_2O はすべて凍りつく。また、大気中の H_2O 以外の気体(ここでは CO_2) が多すぎると地表温度・圧力が上がり、 H_2O は液体と気体の区別がつかない超臨界状態になってしまう。更に、 H_2O 量が少なすぎれば全て大気中に蒸発してしまうので地表に液体の水が残らない。

液体の水が存在できる領域の惑星放射の上限は暴走

温室効果の発生、すなわち射出限界で決まっている。これはすでに述べたように、水蒸気の性質で決まっているから、二酸化炭素量にはよらない。下限は全球凍結の発生で決まっている。この条件は温室効果に依存するから二酸化炭素量が多いほど下限は小さくなる。しかし二酸化炭素自身が液化する惑星放射以下にはならない。二酸化炭素量が多い場合には超臨界状態の発生が二酸化炭素量の上限を決めている。

水の量に関する条件は比較的緩い。最低でも三重点での圧力以上は必要であるが、水深 100メートルに相当する約10気圧以上の水蒸気があれば、上で述べた範囲のほぼ全領域で液体の水が存在できることになる。

一言で液体の水が現れる条件を言い表わすのは難しいが、地球の海洋質量の $1/30$ くらいの H_2O があり、それ以外の気体量が 600 気圧程度以下の場合に、惑星放射が $70 \sim 310 W/m^2$ くらいであれば惑星表面全面に液体の水が現れうる。

2.5 生存可能領域

まとめてみると、惑星の表面に液体の水が存在できる環境ができる条件は、 H_2O が十分にある場合には、正味太陽放射の値が全球凍結限界と射出限界の間にあることである。全球凍結限界は大気成分によって大きく変化するが、射出限界は大気組成にはあまりよらない。正味太陽放射の値は反射率を与えれば中心星からの距離に置き換えられるから、以上の条件は軌道半径の幅を与えることになる。中心の恒星から一定の軌道幅で惑星の表面に液体の水が存在できる時、水の存在を生命の生存の必要条件(必要十分条件ではないが)と考えて、そのような領域を生存可能領域(Habitable Zone)と呼ぶことがある。したがって全球凍結限界と射出限界が瞬間的な生存可能領域を与えることになる。

図2.8に現在の地球と惑星形成直後の火星・地球・金星軌道にある仮想惑星をプロットしてみた。ここでは雲や地面からの反射を無視し、大気中の気体分子による散乱だけを考慮する最小アルベドを仮定して太陽放射を惑星放射に結びつけている。現在の地球は H_2O-CO_2 大気ではないので同じ強さの温室効果を持つ H_2O-CO_2 大気としてプロットした。また、仮想惑星については、地球サイズであって、100 気圧の二酸化炭素大気を持っており、惑星形成直後(45億年前)の太陽

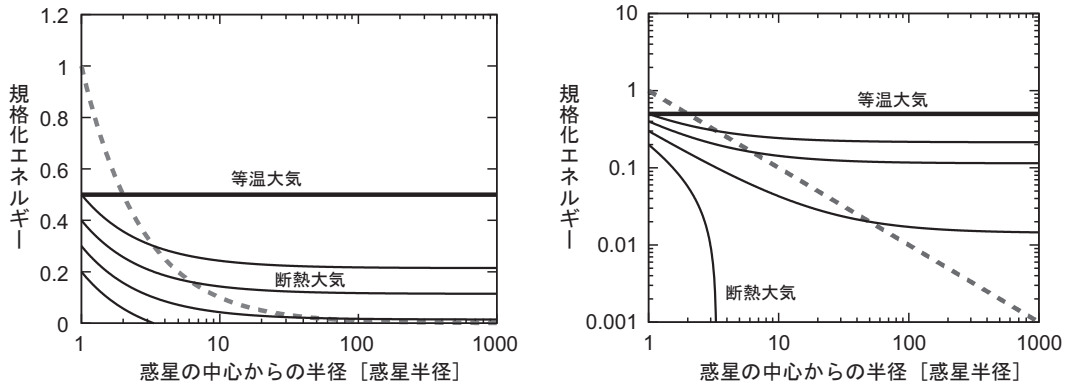


図3.1：重力エネルギー (GM/r) と、いろいろなポロトロップ大気に対する熱運動のエネルギー (kT/m) の分布。重力エネルギーは破線、熱運動エネルギーは実線で示した。右図はy軸を対数座標で示したもの。基準点での重力エネルギーの値を1に規格化して示した。

放射は現在の70%であった、と仮定してプロットした。太陽系ができたばかりの頃の地球軌道付近では太陽放射は $240\text{W}/\text{m}^2$ 程度なので、ちょうど液体の水が存在できる条件が満たされることになる。この条件は地球軌道付近にあった火星サイズの原始惑星の段階でも満たされていたであろう。しかし、太陽放射が地球軌道の1.91倍の金星軌道や、0.43倍の火星軌道では太陽放射が大きすぎたり、小さすぎたりする。火星軌道では45億年前の太陽放射では領域の外になる。金星軌道では45億年前の太陽放射では領域の端のぎりぎり内側になるが、太陽の進化に伴って太陽放射が増大すると、領域の外に出てしまう。

図2.9に生存可能領域とアルベドの関係を示した。惑星のアルベドは本来大気の状態(例えば雲の量など)で決まるので勝手に選べないが、アルベドが高ければ太陽に近くても液体の水(海)が存在できる。現在の地球のアルベドは約0.3である。この図では液体の水が存在できる領域の内側は暴走温室効果の射出限界で、外側限界は二酸化炭素が液化化する惑星放射で与えている。どちらも二酸化炭素の量には依存しない。太陽放射は太陽の進化にともなって増大するので、海が存在できる範囲は外側に移動する。地球軌道では広いアルベドの範囲で海が存在できる。しかし、金星ではアルベドが高いとき、火星ではアルベドが低いときにしか海が存在できない。この図では自転軸傾斜や軌道離心率の効果は考慮されていない。ここでは極と赤道の違いなどを無視した。極と赤道の違い、季節変化の違いの影響については、6章で検討する。

3. 連続的生存可能必要条件：液体の水が維持される条件

この章では連続的生存可能必要条件、すなわち、数億年以上の時間にわたって惑星表面上に液体の水が維持される条件について検討する。惑星環境が長時間にわたって変化する要因としては、次のようなものが考えられる。

1. 大気の散逸。特に水蒸気が大気上層で分解されて宇宙空間に散逸^cすることによって、惑星表面の H_2O が減少する。
2. 中心星の進化にともなう放射の増大。太陽は45億年間に約30%明るくなったと考えられており、そのことにともなって正味太陽放射はゆっくりと増大し、それと釣り合う惑星放射も増大し、惑星表面が温暖化してきたはずである。
3. 大気中の温室効果ガス量の変化。惑星表面に海がある環境では、海に二酸化炭素が溶解し石灰岩として固定されることによって大気中の二酸化炭素が減少すると期待される。このことによって温室効果が弱まり、惑星表面が寒冷化することが予想される。

ここでは、これらの要因について検討する。はじめ

^c「散逸」という言葉は「エネルギー散逸」など「dissipation」の訳語として用いられるから、「atmospheric escape」の訳語としては「大気逃散」などの言葉を充てるべきであるという意見もある。しかし、大気散逸という言葉はそれとして定着しているように思われるため、ここでは従来の用語を用いることにする。

に、大気散逸のさまざまな過程について検討し、次に正味太陽放射と温室効果の変化の影響について検討する。大気散逸の検討は、1章で挙げた、水惑星形成の4つの条件のうち、第三の条件の検討である。正味太陽放射と温室効果の変化の影響についての検討は、第四の条件について時間変化の視点で検討するものである。

3.1 大気の保持と散逸

3.1.1 流体力学的散逸

大気散逸を論じる前に、まず大ざっぱに大気を保持する条件を考えておこう。大気が惑星の重力によって束縛されているためには、気体の熱運動のエネルギーよりも重力ポテンシャルの方が大きくなければいけない。これはエスケープパラメーター(λ)と呼ばれる次の物理量を用いて評価できる。

$$\lambda = \frac{GMm}{rkT} \tag{3.1}$$

ここで、 G は万有引力定数、 k はボルツマン定数、 M は惑星の質量、 r は惑星の中心からの距離、 m は気体分子の質量、 T は気体の温度、である。エスケープパラメーターは重力ポテンシャルと熱エネルギーの比になっており、大きいほど重力の束縛が強い。一般的に気体分子量が小さいほど、温度が高いほど、惑星が小さいほど束縛は弱い。

次に、もう少し定量的に検討してみよう。そのためにポリトロープという概念を導入する。これは圧力・密度・温度が次のような関係を満たす、と考えるものである。

$$p \propto \rho^\gamma \propto T^{\gamma/(\gamma-1)} \tag{3.2}$$

上式は、一見状態方程式のように見えるが、これは熱の出入りに関する仮定となっている。 γ はポリトロピック指数(Polytropic Exponent)と呼ばれる量で、断熱変化の場合は比熱比、等温変化では1になる。大気がポリトロープにしたがう場合、静水圧平衡の式(2.1)は解析的に解くことができ、圧力・温度・密度の分布は次式のようになる。

$$p = p_0 \left[\frac{\gamma-1}{\gamma} \lambda_0 \left(\frac{r_0}{r} - 1 \right) + 1 \right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \tag{3.3}$$

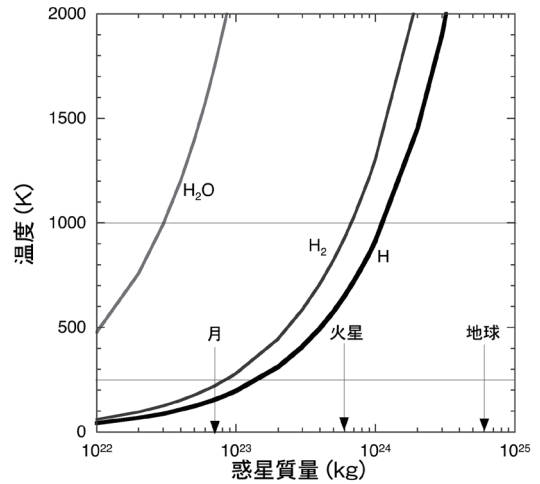


図3.2：大気を保持することができる惑星質量と温度の条件。様々な成分(H, H₂, H₂O)の大気に対する $\lambda_0 = \gamma / (\gamma - 1)$ の分布を示している。それぞれの曲線より上側の温度では、その成分の大気は散逸してしまう。横線(下)は地球軌道における黒体の放射平衡温度を、横線(上)は典型的な惑星熱圏の温度を示している。なお、ここでは、惑星半径は地球と同じ平均密度を仮定して質量から決めているが、仮定する密度を変えても結果はあまり変わらない。

$$T = T_0 \left[\frac{\gamma-1}{\gamma} \lambda_0 \left(\frac{r_0}{r} - 1 \right) + 1 \right] \tag{3.4}$$

$$\rho = \rho_0 \left[\frac{\gamma-1}{\gamma} \lambda_0 \left(\frac{r_0}{r} - 1 \right) + 1 \right]^{\frac{1}{\gamma-1}} \tag{3.5}$$

ここで、添字0は基準点での値である。ここでは基準点を惑星の表面と考えておこう。

図3.1にポリトロープ大気での気体の熱運動のエネルギーと重力ポテンシャルの関係を示した。惑星表面で熱運動のエネルギーが重力ポテンシャルの値より小さい場合であっても、大気が等温の場合には惑星の中心からの距離によらず熱エネルギーが一定であるのに対して、重力ポテンシャルは小さくなっていくため、必ずどこかで熱エネルギーの方が重力ポテンシャルよりも大きくなる。このことは至る所等温の大気は重力によって束縛されないことを示している。等温ではない場合でも、惑星表面では重力ポテンシャルの方が勝っているが、遠方では熱エネルギーの方が勝っている場合があることがわかる。どのような場合にそうなるか、エスケープパラメーターが距離と共にどう変化していくか見ていくことで具体的に求めよう。

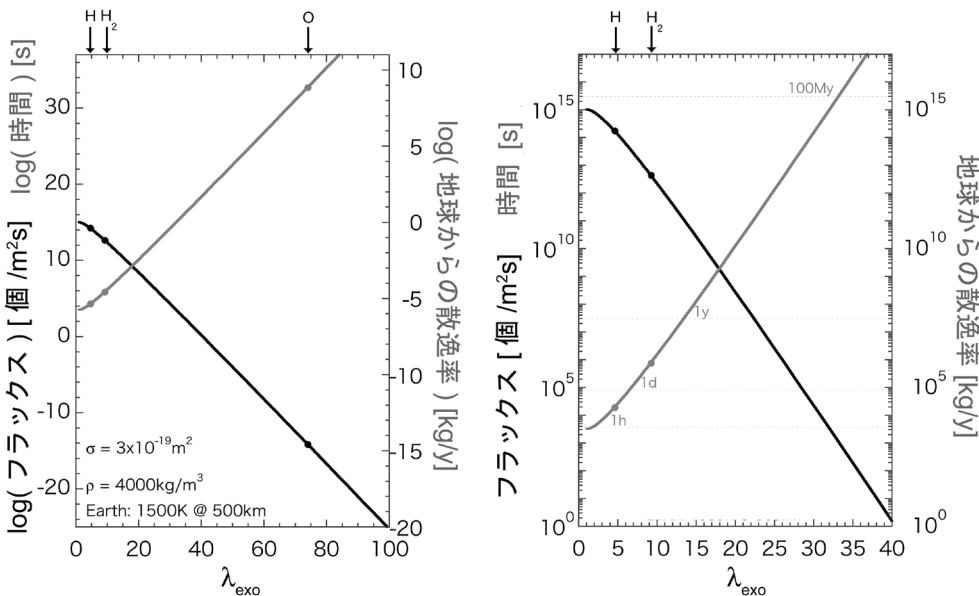


図3.3： ジーンズ散逸のフラックスと大気散逸のタイムスケールを示している。(左図)黒線：散逸フラックス。グレー線：散逸フラックスの逆数から見積もった散逸のタイムスケール。点：地球のO, H, H₂の散逸フラックス。右図は左図の拡大図である。図中のタイムスケール(1h,1dなど)は外圏の分子が失われるタイムスケールである。

エスケープパラメーターは式(3.1)と式(3.4)から次のように書ける。

$$\lambda = \left[\frac{\gamma - 1}{\gamma} + \frac{r}{r_0} \left(\frac{1}{\lambda_0} - \frac{\gamma - 1}{\gamma} \right) \right]^{-1} \tag{3.6}$$

したがって、エスケープパラメーターが距離とともに増加するか、減少するかは、次で定義される α の値で決まる。

$$\alpha = \frac{1}{\lambda_0} - \frac{\gamma - 1}{\gamma} \tag{3.7}$$

すなわち $\alpha > 0$ のとき、エスケープパラメータは距離とともに減少し、惑星から離れたときに大気は重力場に束縛されなくなる。これは別の見方をすることもできる。圧力の分布を与える式(3.3)から、 $\alpha > 0$ のときには無限遠でも圧力が有限の値をとる。つまり、有限の圧力で押さえこまない限り大気が流れだしてしまうことを意味している。このような大気の流出を流体力学的散逸(Hydrodynamic Escape)と呼ぶ。典型的なものは太陽の上層大気の流出である太陽風である[6]。太陽系内の惑星では現在、流体力学的散逸が起こっているものはない。

図3.2に惑星質量と保持できる大気の温度の関係を

示した。流体力学的散逸の条件式を書き換えると流体力学的散逸が起こらない、つまり大気が保持できる温度の上限が求められる。ここでは水素や水蒸気が断熱的に流出することを想定して温度の上限を求めた。地球軌道付近の天体の場合、大気がなくても太陽放射と釣り合う黒体の温度は 250 K ほどあるから、月では水素は保持できないことが分かる。一方、熱圏では局所熱平衡が破れているために大気温度が上昇していることが多い。これは大気組成にも依存する。低温でよく赤外放射を射出する気体、例えば一酸化炭素などが沢山あると冷却材として働くので温度は下がりやすくなる。現在の地球大気では 1000 K くらいにはなる。このような温度条件では、火星サイズでも水素は保持できないことになる。水蒸気であれば月でも保持できるように見えるが、紫外線によって水素と酸素に分解されて水素が散逸してしまうため、水蒸気の長時間の保持を考えると火星サイズ以上の天体が必要であることが分かるだろう。

3.1.2 その他の散逸機構

他の散逸メカニズムについて簡単に検討しておこう。これらは重力場によって束縛されている大気からの散逸機構である。

1. ジーンズ散逸 (Jeans Escape)
2. 非熱的散逸 (Nonthermal Escape)
3. 衝突によるはぎとり (Impact Erosion)

それぞれ、大気の緩やかな蒸発、微視的加速機構による熱運動からはずれた粒子の散逸、天体衝突にともなう大気のはぎとり、である。これらの散逸機構について、以下で詳しく見ていこう。

3.1.2.1 ジーンズ散逸

平衡状態で分布する気体粒子の内、一部は確率的に惑星の脱出速度を超えている。そのような粒子が大気上端にあり、上向き速度をもっていれば、他の気体粒子と衝突せずに宇宙空間に逃げていく。この散逸メカニズムをジーンズ散逸と呼ぶ[7]。マクスウェル分布を仮定することで上向きに脱出していく粒子の数密度を計算することが可能である。

気体粒子が他の粒子と一度も衝突せずに宇宙空間に逃げられる領域を外圏 (exosphere) と呼び、その底を外圏底 (exobase) と言う。外圏で最も密度が高いのは外圏底だから、外圏底から逃げていく粒子の数で散逸量は近似できる。ここでは等温の外圏を考えると、外圏底の位置 R_{exo} は次のように与えられる。

$$\int_{R_{exo}}^{\infty} n \sigma_{col} dr = 1 \tag{3.8}$$

ここで、 σ_{col} は粒子の衝突断面積、 n は粒子の数密度、

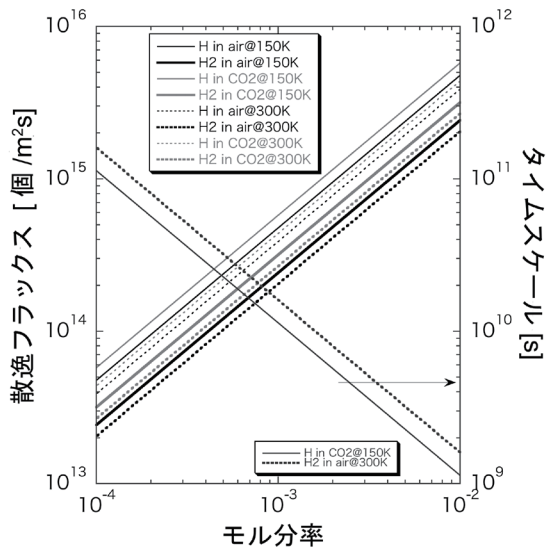


図3.4: 水素原子および水素分子の拡散フラックス(右上がりの直線)。現在の地球の海質量に相当するHが外圏へ輸送されるタイムスケールも示した(右下がりの直線)。

である。

このとき散逸フラックス (F_{exo}) を外圏底のエスケープパラメーター (λ_{exo}) を用いて表現すると、最終的にうまい具合に、エスケープパラメーターの変化だけでフラックスを見積もることが可能になる (式の導出は [2] を参照のこと)。

$$F_{exo} = \frac{1}{\sigma_{col}} \sqrt{\frac{2G\rho_p}{3}} \sqrt{\lambda_{exo}} (\lambda_{exo} + 1) e^{-\lambda_{exo}} \tag{3.9}$$

ここで、 ρ_p は惑星の平均密度である。したがって、外圏からの散逸タイムスケール (τ_{exo}) は以下のようになる。

$$\tau_{exo} \equiv \frac{\int_{R_{exo}}^{\infty} ndr}{F_{exo}} = \frac{1}{\sigma_{col} F_{exo}} = \sqrt{\frac{3}{2G\rho_p}} \frac{e^{\lambda_{exo}}}{\sqrt{\lambda_{exo}} (\lambda_{exo} + 1)} \tag{3.10}$$

ここで少し注意しておくべきことは、エスケープパラメーターが小さいとき、この散逸フラックスは流体力学的散逸のフラックスとはつながらず、大きなフラックスになってしまうことである。

これは流体力学的散逸では大気が全体として運動して散逸する、という状況を考えているのに対して、ジーンズ散逸では大気は全体としては停止しており、速く運動しているいくつかの分子だけが散逸する、という状況を考えていて、全く仮定が違うからである。

大きなフラックスになってしまう原因はあまり明らかではないが、重心運動が無視できるという仮定が破れていることにあると考えられる。エスケープパラメーターが小さいとき、上方に動いている粒子の半数近くは脱出速度を超える速さで失われている。このような状況が続くためには、当然外圏底より下から同じ速度で粒子が運びこまれなければならない。これは明らかに大きな重心運動があること意味している。外圏底よりも低い高度では粒子どうしの衝突が無視できないから、重心運動は流体力学的に制約される。このような制約を無視したために流体力学的な連続条件から散逸量を決めている流体力学的散逸よりも散逸量が大きくなるものと考えられる。

ジーンズ散逸の最大フラックスは、エスケープパラメーターが1のところで実現する。しかし、すでに述べたようにそのような小さなエスケープパラメーターでは、大気が全体として静止しているという状況が実現できないから、ジーンズ散逸を考えてはいけな

表3.1：非熱的散逸の例

電荷交換	$H + H^{+*} \rightarrow H^+ + H^*$ $O + H^{+*} \rightarrow O^+ + H^*$
解離性再結合	$O_2^+ + e \rightarrow O^* + O^*$ $OH^+ + e \rightarrow O + H^*$
衝突解離	$N_2 + e^* \rightarrow N^* + N^*$
光解離	$O_2 + h\nu \rightarrow O^* + O^*$
イオン-中性粒子反応	$O^+ + H_2 \rightarrow OH^+ + H^*$
スパッタリング/ノックオン	$Na + S^{+*} \rightarrow Na^* + S^+$
太陽風ピックアップ	$O^+ + h\nu \rightarrow O^+ + e$

上付き*はラジカルを表す。太陽風ピックアップ以外は、すべて中性粒子の散逸メカニズムである。

よって、この散逸フラックスは必ずしも現実的ではないが、一つの極限として見ておくことができるだろう。

図3.3にジーンズ散逸のフラックスの分子量依存性を示した。おおむね散逸フラックスはエスケープパラメーターに指数関数的に依存するから分子量が大きくなると急激に散逸フラックスは小さくなる。タイムスケールで見ると、水素原子、水素分子は短期間で散逸できるが、酸素分子は事実上散逸できない。なお、図中に示したタイムスケールは外圏の分子が失われるタイムスケールであって、大気全体が失われるタイムスケールではないことを注意しておく。

ところでジーンズ散逸では気体分子の速度分布はマクスウェル分布にしたがっていると仮定している。しかし、実際にそのうちの速度が大きい粒子が散逸してしまうと、分布はマクスウェル分布にはしたがわなくなってしまう。もし速い速度を持つ粒子がすべて失われてしまうのであれば、そこで散逸は止まってしまう。衝突が十分な頻度で起こっていて気体分子の速度分布が統計的平衡を実現できるのであればよいが、外圏は衝突頻度が低い領域なのだから、これは期待できない。ジーンズ散逸が理想的な形で続くためには、外圏底でほぼマクスウェル分布が実現できるように速い速度を持つ粒子が下から供給されていなければならない。

したがって、実際の散逸フラックスは外圏底まで速い気体分子が拡散していくフラックスで決まっていることになる。現在の地球大気の場合、上層にはジーンズ散逸しない酸素がたまっており、散逸する水素などの分子はこの酸素の中を拡散していくことになる。いわば酸素が大気の上に蓋をする状況になっている。

さて、2種類の気体(添字1,2で表す)が混合していて、それぞれの気体の数密度を n_1 と n_2 、それぞれの気体の平均速度を v_1 と v_2 とする。どちらの気体も同じ外力

f を受け、しかも外力が圧力 p とつり合っているとき、両者の間の速度差は次式のように与えられる(式の導出は[2]を参照のこと)。

$$v_1 - v_2 = -\frac{n^2}{n_1 n_2} D_{12} \left[\frac{1}{p} \left\{ \nabla \left(\frac{n_1}{n} p \right) - n_1 m_1 f \right\} + k_T \nabla \ln T \right] \quad (3.11)$$

ここで、 $n = n_1 + n_2$ 、 m_1 と m_2 は気体1と2の分子量、 D_{12} は気体1と2の相互拡散係数、 k_T は温度勾配による相互拡散の効果を表す係数で熱拡散比とよばれる。外力が重力であると仮定すると、二つの気体の相対的な拡散フラックス Φ は次式で与えられる。

$$\Phi = n D_{12} \frac{f}{1+f} \left[\frac{1}{H_2} - \frac{1}{H_1} - \frac{\partial}{\partial r} \ln f \right] \quad (3.12)$$

ここで、 H_1 と H_2 はそれぞれ気体1と2の拡散平衡状態での密度スケールハイトである。もし、それぞれの気体が勝手に静水圧平衡になっているとすると、これは両者が互いに無衝突であるということと考えてもよいが、それぞれのスケールハイトは分子量で決まる値になっている。言い換えれば互いに無衝突であるならば、それぞれの分子量で決まるスケールハイトになるように気体は分布しようとする。それを互いの衝突が妨害しあっている。拡散では互いがそれぞれの分子量で決まるスケールハイトになろうと運動していく、と考えてもよい。

いずれにせよ拡散速度はそれぞれの気体分子のスケールハイトの差とモル分率で決まっている。実際に計算してみるとどの気体の中を拡散していくか、ということにはあまりよらず、最大フラックスは比較的容易に次のように求めることができる。

$$\begin{aligned} \Phi_{\text{lim}} &= n D_{12} \frac{f}{1+f} \left[\frac{1}{H_2} - \frac{1}{H_1} \right] \\ &= n D_{12} \frac{f}{1+f} \left[\frac{GM(m_2 - m_1)}{kTr^2} - \alpha_T \frac{\partial}{\partial r} \ln T \right] \end{aligned} \quad (3.13)$$

ここで、 α_T は熱拡散因子である。図3.4に地球大気での水素原子と水素分子の拡散フラックスを示す。外圏に拡散でものが入り、かつ外圏底での散逸フラックスが十分であれば、散逸が可能である。

3.1.2.2 非熱的散逸

非熱的散逸にはいろいろなメカニズムがある[例えば8]。表3.1に代表的な例をまとめた。いずれにせよ何

らかのメカニズムでエネルギーをもらった気体分子あるいは原子が、そのエネルギーを他の粒子との衝突を介して全体の平均的熱運動のエネルギーにばらまいてしまう前に、高いエネルギーが少数の粒子の加速に使われ、加速を受けた粒子が宇宙空間へ散逸していく、というものである。それゆえ非熱的散逸は気体の温度、すなわち平均的な熱運動の速度、が低い場合でも起こりうる特徴である。加速に際して電荷を持っていることが有利に働くことが多いので、何らかの形で荷電粒子が関与するメカニズムが多い。一方、惑星が磁場を持っている場合には、荷電粒子の運動は磁場によって強く束縛されるために、磁場の有無が散逸フラックスに大きく影響する。磁場を持たない上に、上層大気の温度が比較的低い金星や火星ではこのメカニズムが重要であると考えられている[9]。しかし、平衡から大きくずれた条件下で散逸する、というメカニズムのため、これより前に述べた熱的散逸に比べると散逸条件に個別性が高く、一般的な議論を行うことは、熱的散逸よりも難しい。このメカニズムのとくに重要な点は、重い気体の散逸が可能である、という点である。炭素、窒素、酸素などはジーンズ散逸では散逸困難である。流体力学的散逸の際に H_2 に引きずられて逃げることもあるが、重たい粒子の散逸機構としては、非熱的散逸が極めて重要である。

3.1.2.3 衝突によるはぎとり

天体衝突による大気の散逸の可能性が指摘されている[例えば10]。衝突による大気の散逸には、1.衝突の際に岩石の蒸発が起こるほどの高速で小天体が衝突し、さらに、発生した岩石蒸気(vapor plume)が惑星の脱出速度を超えるような速さで膨張すること。2.岩石蒸気の膨張が大気中で止まらず、大気を飛ばせるほど大きいこと、が必要である。

衝突蒸発については4.4節で述べるが、1.の条件を満たすような速度で岩石蒸気が膨張するには、岩石の蒸発が起こるだけではなく、脱出速度の2倍程度以上の衝突速度が必要であると考えられている。地球程度に大きな惑星では、脱出速度が非常に大きいため、このような衝突は起こりにくいが、火星程度の惑星では頻繁に起こっても不思議ではないと考えられている。このため、このメカニズムは最初は火星大気の散逸機構として提案された[10]。

2.の条件を満たすか否かは、周囲の気体と同程度の

圧力になるまで膨張したときのサイズが大気のスケーラブルハイトより大きいかどうかでいたい決まる。通常我々が知っている大気中の爆発はこの条件を満たしていない。その場合には、周囲と圧力は同じであるが高温のために密度が著しく小さい気体の塊ができることになり、これが大気中を上昇していく。火山噴火や原水爆の爆発の際に生じるキノコ雲はこれである。大気散逸を引き起こしうる爆発はこれよりもずっと激しいものであることに注意しよう。

1と2の条件を同時に満たすことはなかなか難しい。一般に惑星形成後には衝突速度は大きくなり、1は満たし易いが、相対サイズはむしろ小さくなるので2の条件は満たしにくくなる。

定量的な散逸量の見積もりは現時点ではまだ不十分である。天体衝突が垂直であるか、斜めであるか、といったことにも強く依存してしまう可能性がある。ここでとくに注意が必要なのは衝突天体による揮発性成分の持ち込みである。従来、これはあまり考えられてこなかったが、持ち込み量の方が散逸量よりも多い場合がかなりあることが分かってきた。すごくドライなものをぶつけないと衝突によるはぎとりで大気量を減らすのは難しいようだ。したがって、このメカニズムで大気が減るとは必ずしもいえない。衝突してくる天体のサイズとしては、数10 kmが一番効率よく大気を飛ばせるようである(100 kmを超えると供給量の方が多い)[11]。

3.1.3 水の散逸

現時点では定量的な検討はまだ不十分であるが、具体的に水の散逸について検討しよう。すでに述べたように、大気を最も大規模に散逸させる機構は流体力学的散逸であると考えられる。このとき水蒸気が水分子のまま散逸していくのは、紫外線などによる上層大気の加熱が非常に大きい場合だけである。多くの場合は大気の上層で水分子が紫外線によって分解され、水素が散逸していく。この場合の水素散逸フラックスを決める要因としては、散逸に必要なエネルギー、上層大気の水蒸気量、水蒸気の解離で生じた酸素の処理効率といったものである。

3.1.3.1 散逸に使われるエネルギー

3.1.2.1の議論ではジーンズ散逸で水素は容易に宇宙空間へ散逸することになっていた。しかし水素といえども地球の重力で束縛されている気体であるから重力

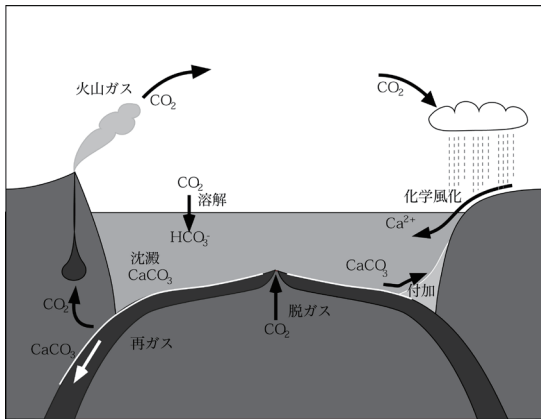


図3.5：炭素循環システムの概念図。

を振り切るだけのエネルギーを供給しなければ散逸はしない。3.1.2.1の議論では温度を固定することでエネルギーを供給していた。

若い太陽は強い紫外線を発していたと考えられている。その強度は太陽程度の質量をもつ若い星の観測からある程度推測されている [12]。それによると、星形成直後1億年前後の段階で、2～36ナノメートル程度の波長を持つ紫外線は現在の100倍であったと想定される。このような紫外線は上層大気を加熱し、前に述べたような大気の散逸を引き起こしている可能性がある。この過程は、金星や火星が大気を失った過程として重要なものであった可能性が高く、地球の環境変化にも重大な影響を与えた可能性がある。しかし、現在

の紫外線強度の10倍くらいの紫外線がある場合でも地球海洋程度の量の水を失うには10億年程度の時間が必要である [13]。

3.1.3.2 上層大気の水の量

上層大気で水蒸気が分解されるためには、十分な量の水蒸気が下層大気から供給されなければならない。この供給が大きくなければ当然分解される水蒸気量が大きくなるから、散逸フラックスも大きくなれない。すなわち下層大気からの水蒸気フラックスが、散逸量を制限することになる(散逸の拡散律速)。水蒸気フラックスは大気中での水蒸気の拡散とダイナミックな輸送によって決まっている。大気の下層や中層では後者が重要である。この領域では、水蒸気フラックスは大気中での水蒸気の凝結によって制限を受ける。下層大気では一般に上に行くほど温度が下がるので、飽和蒸気圧は下がり、気塊の水蒸気混合比は減少する。一方、圧力も減少することにより、ある程度より高い高度では水蒸気の凝結は起こらなくなる。普通、対流圏界面で最も水蒸気混合比は小さくなっており、これが上層に運ばれる水蒸気フラックスを制限している。これをコールドトラップという。

このため地球大気では成層圏より上には水蒸気はあまり運ばれない。このことが地球大気からの水蒸気の散逸を非常に小さくしている。しかし、対流圏界面の温度が高くなり、その位置での飽和水蒸気分圧が大きくなると、成層圏より上に運ばれる水蒸気フラックスは急激に大きくなる。この場合は水蒸気フラックスは

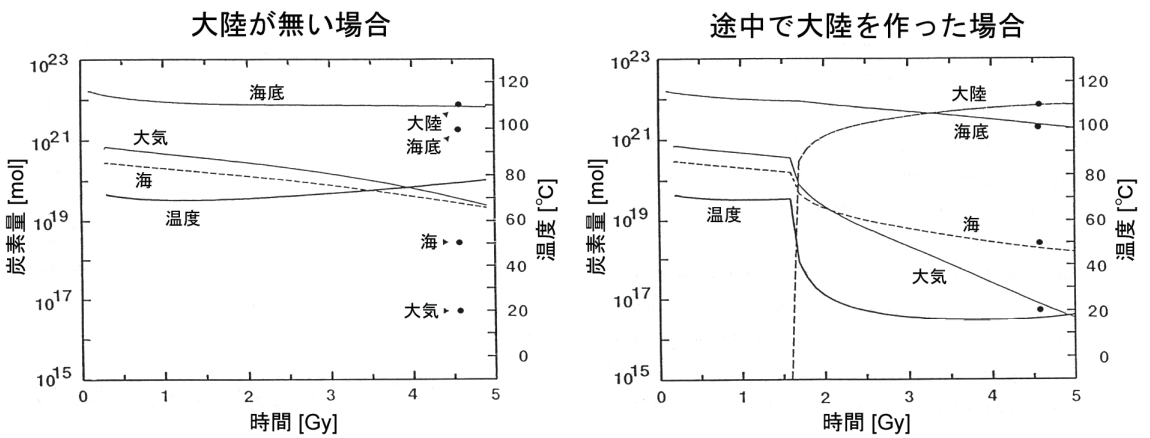


図3.6：惑星の温度と炭素量(大気、海洋、海底での値)に対する大陸の影響を示している。図中右にある点は、それぞれ現在の大陸、大気、海洋、海底での炭素量を示している。図はTajika (1992) [17]から。

すでに述べた拡散による限界で決まる。水蒸気混合比が 10^{-3} よりも大きくなると、拡散律速で散逸する水蒸気量が45億年間で地球海洋の量を超えるようになる[4]。

対流圏界面の温度は惑星放射の値が大きくなる、すなわち正味太陽放射の値が大きくなると高くなる。とりわけ上層大気の水蒸気量は射出限界近くで急増する。このため現在の地球における正味太陽放射の110%程度を超えると対流圏界面での水蒸気混合比が 10^{-3} よりも大きくなる[1]。なお、以上の議論では、成層圏の温度は正味太陽放射に依存しない一定値(200 K)に仮定されており、仮定する温度に依存して成層圏の水蒸気量が変わって、散逸フラックスは若干変わる。例えば成層圏の温度を150 Kに仮定すると、対流圏界面での水蒸気混合比が 10^{-3} よりも大きくなるのは現在の地球における正味太陽放射の120%程度を超える場合になる。成層圏の温度を一定に仮定しても正味太陽放射に依存して上層大気の水蒸気の混合比が変わるのは、対流圏の温度が変わることで対流圏界面の圧力が変わり、その結果、対流圏界面の水蒸気混合比が変わるためである。

3.1.3.3 酸素の処理

最後に酸素の捨て場所の問題がある。水蒸気が解離すれば水素と酸素が生じる。水素が散逸しうる場合でも、酸素が大気中に高濃度で残ってしまうと、酸素と水素の再結合が散逸より速く起こって水蒸気に戻ってしまい、結局水素が散逸できない可能性がある。酸素の捨て場所としては、地表の岩石を酸化する(火星の場合は、現在の大気が薄いこともあって、このメカニズムで酸化表面となった可能性が指摘されている)、大気中に存在する還元的な気体を酸化する、などの他、酸素も水素といっしょに散逸させるという可能性がある[例えば14]。

しかし、酸素の処理の問題は現時点では十分に検討されているとはいえない。この問題については5章以降でもう一度検討しよう。

3.2 中心星の進化

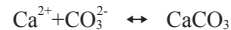
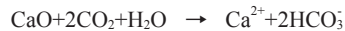
主系列にある恒星は徐々にその光度を増大させていく。太陽の場合この45億年の間に30~40%増大たとされている[15]。自己重力を持つ天体である恒星は、エネルギーを失うと温度が上がる「負の比熱(negative

specific heat)」という性質を示すことによっている。すなわちエネルギーを失ったことによって中心部の温度が上がり、それにより熱核反応の速度が上がるためである。

この影響は2章で議論した液体の水が現れる条件(図2.8)で見れば、時間と共に図中にプロットされる各惑星の位置が右にずれていくことに相当する。地球は海が存在できる領域にとどまるが、金星では暴走温室効果によって水が失われることがわかる。逆に火星は液体の水が存在できる領域に入ってくる。

3.3 二酸化炭素の固定

惑星の気候状態を決定するもう一つの重要なメカニズムは二酸化炭素の固定である。以下の反応で二酸化炭素は炭酸塩に固定される。



第一の反応は化学風化によって Ca^{2+} が供給される反応である。第二から第四の反応は水に二酸化炭素が溶けて重炭酸イオンなどが生成するイオン反応である。第五の反応は炭酸塩の析出反応である。とくに第二から第四の反応は溶解平衡の反応であるから右辺と左辺は入れ替えてよいが、ここでは正味の反応が分かりやすいように左右を選んでいる。

正味では $\text{CaO} + \text{CO}_2 \rightarrow \text{CaCO}_3$ となる。水中でのイオン反応や炭酸塩の析出反応は速いが、化学風化で $\text{CaO} \rightarrow \text{Ca}^{2+}$ となって Ca^{2+} が供給される反応がサイクルの中で最も遅いので、この反応がサイクルを律速する重要な反応である。一方、風化がない状況で CaCO_3 が生成されると、重炭酸イオンが分解されて、逆に CO_2 が放出される。

化学風化によって Ca^{2+} が供給される速さは温度に強く依存し、温度が高いほど Ca^{2+} の供給は速くなる。一方で二酸化炭素の温室効果によって大気中の二酸化炭素が多いほど温度は高くなる。現在の地球に似た環境では、化学風化によって大気中の二酸化炭素量が変わっていく時間スケールは10万年から100万年であると考えてよい[16]。風化反応は岩石が水に溶ける反応だから水循環がないと固定の効率が下がるが、液体

の水が岩石と共存していれば、いずれはこの反応によって二酸化炭素は炭酸塩に固定される。

この影響は先ほどの液体の水が現れる条件(図28)で見れば、時間と共に図中にプロットされる各惑星の位置は下にずれていくことに相当する。液体の水が現れるには、大気中の二酸化炭素量が少ないほど大きな正味太陽放射を必要とするから、地球も火星もいずれ凍り付いてしまう可能性がある。したがって何らかの形で二酸化炭素が大気中に供給される過程が必要である。

二酸化炭素が大気中に供給される過程がある場合、二酸化炭素供給量が変化する時間スケールが化学風化の時間スケールよりも十分に長いならば、以下に述べるように、二酸化炭素供給と炭酸塩固定が釣り合う状況が実現する[16]。

大気中の二酸化炭素が増えると温室効果によって地表温度が上がる。地表温度が上がると岩石が風化されやすくなる。その結果、カルシウムがたくさん供給され、海底に沈殿する炭酸塩の量がふえるので、大気から二酸化炭素が減少する。こうして、地表温度が高くなると、固定が供給に勝って、大気中の二酸化炭素量は減少し、温室効果が弱まって地表温度を下げる方向に変化する。逆に地表温度が下がると陸上での風化活動があまり進まなくなり、二酸化炭素は減り難くなる。大気から取り去られる速さだけが減少するので、もし、二酸化炭素供給量が一定であるならば、供給が固定に勝って大気中の二酸化炭素量は徐々に増大し、温室効果は強まり、地表温度は上昇する。このメカニズムでは地表温度は、脱ガスによって供給される二酸化炭素量と、風化によって固定される二酸化炭素量が釣り合うような温度になる。マントルからの二酸化炭素の供給には地表温度はほとんど影響しないから、結局、地表温度はマントルからの供給量で決まる温度になる。この温度は、太陽放射が増えても変わらないので、太陽放射によらずに温度が一定に保たれる。

二酸化炭素の固定量は温度の強い関数であるから、逆にいえば、二酸化炭素供給と二酸化炭素固定が一致するような温度になるように、大気の温室効果が、つまり大気中の二酸化炭素量が調整される。

地球では二酸化炭素の大気中への供給過程を担っているのはプレートテクトニクスである。プレートテクトニクスを介した二酸化炭素の循環は図35のように

考えられている。大気中の二酸化炭素は雨に溶解込み、地表の岩石を溶かす。特にカルシウムイオンを大陸から海に流し出す。海に流れ出したカルシウムイオンは、大気から海に溶解込んだ二酸化炭素と反応して炭酸塩として海底に沈殿し、石灰岩の主成分となる。海底にたまった炭酸塩はプレート運動で運ばれ、沈み込み帯において一部はマントル中に入り、一部は大陸地殻に取り残される。マントル中に入った炭酸塩は、ここで熱せられ、火山から火山ガスの形でまた大気に戻っていく。また、中央海嶺などのマントルの上昇域では火山活動にともなってマントルから二酸化炭素が脱ガスする。

こうして二酸化炭素の脱ガス量はプレート運動の速さで結局は決まっていることになる。二酸化炭素の供給量がプレートテクトニクスで決まっているならば、結局のところ、気温がプレートテクトニクスで決まることになる。地球の場合、中生代の温暖な時期は、プレート運動の速さが速かった時期であると考えられている。逆に、マントルからの供給が減少すれば、地球全体が凍り付くような時代もあり得る。ところで、この機構では岩石の風化とカルシウムイオンの供給が重要な役割を果たしている。岩石の風化には時間がかかり、およそ100万年よりも短い気温変動に対してはこの安定化機構は有効に機能しない。

このことを数値的にモデルで検討した結果を図36に示す。ここでは沈み込んだCO₂の1/3が火山から出てくると仮定している。なお、このモデルではプレート運動の速さを簡単なモデルで表現しているため、プレート運動の速さは地球の冷却にともなって単調に減少しており、上述のような中生代の温暖時期などは現れない。

ここで、大陸の存在も環境に大きく影響していることに注意しよう。図36には大陸がない場合の計算結果も示した。大気中の二酸化炭素量が現在の100倍くらいに保たれ、高温が持続していることがわかる。これは、一つには大陸上に炭酸塩を貯めておくことができなため、一つには大陸が無いことで化学風化によるCa²⁺の供給が少なくなるためである。大陸が存在すれば沈み込み帯で炭酸塩の一部はマントルへ戻らず、大陸の上のしあげ、そこにとどまる。この炭酸塩は再び風化されて海中に入るまで炭酸塩であって、二酸化炭素にはならない。一方、マントルへ戻った炭酸塩

は一部が加熱を受けて火山から二酸化炭素として大気へ戻る。大陸が存在しないと海中で固定された炭酸塩がプレートの沈み込みによって、必ずマントル戻ってしまうため、沈み込み帯での脱ガス量が多くなる。加えて、 Ca^{2+} の供給が少なくなるため、同じ温度での二酸化炭素固定量は減少する。大きな脱ガス量に対応する固定量を維持するには大気は高温にならなければならないのである。

このように二酸化炭素固定に対する安定化には惑星内部の活動が重要である。活発なプレート運動で二酸化炭素が出てくることで、地球は凍結を免れている。大陸上での岩石の風化、海が存在、プレート運動が関係していると考えられる。なお、現在の地球では生物がこの反応を支配しているが、炭酸塩を作る反応自体は必ずしも生物を必要としない。

3.4 連続的生存可能条件

以上の結果をまとめて、キャスティングらは、連続的に生存が可能な領域の内側限界は H_2O の散逸で決まっていると考えた[1]。これは上層大気での水蒸気の混合比が 10^{-3} を超えるということであるが、現在の太陽系では 0.95 AU である。おおざっぱには暴走限界の近くと考えてよい。

外側の限界はどれほど強い温室効果が維持できるか、ということを決まっている。惑星内部の活動が非常に小さい場合には、二酸化炭素が炭酸塩として固定されてしまう結果、大気中の二酸化炭素量は極めて小さい値となり、外側限界の中心星からの距離は小さくなる。すでにみたように二酸化炭素が全くない状況では、外側限界が内側限界よりも内側に入ってしまうこともあり得る(2.3節)。一方、惑星内部の活動が活発であって大きな脱ガスが維持される場合でも、キャスティングらは、二酸化炭素自体が大気中で凝結してしまえば温室効果が維持できなくなると考え、これが外側限界であると考えた[1]。この場合の外側限界は46億年前の太陽放射では 1.15 AU、現在の太陽放射では 1.37 AU に位置する。

こうしてキャスティングらは、太陽系では46億年間連続的に生存が可能な領域は 0.95 - 1.15 AU である、と結論した[1]。これが古典的な連続的生存可能条件である。しかし、ここでは液体の水が生ずる環境条件を考えたのみであって、水の供給の問題は考えられてい

ない。また、火星や金星の進化や惑星の気候の一般論という視点から見ると疑問が生じてくる。続く章では水の供給、金星と火星の進化、惑星気候といった視点から生存可能条件についてさらに検討していくことにする。

参考文献

- [1] Kasting, J. F. et al., 1993, *Icarus* 101, 108.
- [2] 阿部, 1997, 岩波講座 地球惑星科学 12 比較惑星学, p233.
- [3] Nakajima, S. et al., 1992, *J. Atmos. Sci.* 49, 2256.
- [4] Kasting, J. F. et al. 1988, *Icarus* 74, 472.
- [5] Abe, Y. and Matsui, T., 1988, *J. Atmos. Sci.* 45, 3081.
- [6] Parker, E. N., 1964, *Astrophys. J.* 139, 72.
- [7] Jeans, J. H., 1925, *The Dynamical Theory of Gases.*
- [8] Shizgal, B. D. and Arkos, G. G., 1996, *Rev. Geophys.* 34, 483.
- [9] Hunten, D. M., 1993, *Science* 259, 915.
- [10] Melosh, H. J. and Vickery, A. M., 1989, *Nature* 338, 487.
- [11] Hamano, K. and Abe, Y., in preparation.
- [12] Ribas, I. et al., 2005, *Astrophys. J.* 622, 680.
- [13] Kulikov, Y. N. et al., 2006, *Planet. Space Sci.* 54, 1425.
- [14] Chassefière, E., 1996, *J. Geophys. Res.* 101 No.E11, 26039.
- [15] Gilliland, R. L., 1989, *Global and Planetary Change* 1, 35.
- [16] Tajika, E. and Matsui, T., 1992, *Earth Planet. Sci. Lett.* 113, 251.
- [17] Tajika, E., 1992, *Doctoral Thesis, Univ. Tokyo.*