今回親しんだ論文

Matsui and Abe (1986) Evolution of an impact-induced atmosphere and magma ocean on the accreting Earth, Nature, 319, 303-305.

要旨

地球型惑星の集積過程において、成長段階の地球は衝突により熱せられ揮発性物質の脱ガスが起こる。それによって生じた大気の温室効果により成長段階の地球の表面温度はマグマの海を可能にする程上昇する。その時生じる H_2O の総量が、幾つかのパラメータに影響されず、ある一定値に近づく。それは現在の海水量に一致する。すなわち、大気水圏が衝突起源であるという証拠になる。

1. はじめに

惑星集積時の衝突においては、クレーター形成や衝突エネルギーの解放だけでなく、急速に熱せられたガスの噴出が生じる。全球を囲むように生成された大気の存在は、表層で解放される衝突エネルギー、表層から惑星間空間への放射熱輸送、および表層の熱の間のエネルギーバランスに影響する。本研究以前はその効果を考慮せず温度は一定とされていた。惑星の初期熱史の詳細を知るには微惑星衝突と、それによって生じる大気を考慮する必要がある。地球上で最も豊富な揮発性物質は H_2O であるので、今回の研究では H_2O だけの大気を考える。

2. H_2O 大気質量増加率の表面温度への依存性

2.1 $T_S \leqslant 900$K

衝突圧が臨界値を越えると、ケイ酸塩鉱物は脱水する。今回のモデルでは、微惑星の空隙率を 17% として臨界衝突圧を $P_{cr} = 2.28 \times 10^{10}$Pa とした。最大衝突圧は以下の式によって得られる。

$$P_{\rm imp} = \rho \left[C_0 + (K'+1)\frac{V_i}{8} \right] \frac{V_i}{2} {}^{*1} \tag{1}$$

$$V_i^2 = \frac{2GM}{R} + u^2 \tag{2}$$

$$u = \left(\frac{GM}{R\theta} \right)^{\frac{1}{2}} \tag{3}$$

ここで、ρ は地球密度、C_0 はバルク音速、K' は非圧縮率の偏導関数、V_i は衝突速度、G は重力定数、M は地球質量、R は地球半径、u は無限遠における微惑星の地球に対する速度、θ は Safronov 数[*2]である。標準モデルに合わせて $C_0 = 3,000\mathrm{ms}^{-1}$、$K' = 5$、$\theta = 4$ とした。

地球質量が $M \to M + \Delta M$ の間に生成される H_2O 大気の成長は

$$\Delta M_a = \Delta M W_{\rm prj} f \tag{4}$$

となる。ここで、ΔM_a は H_2O 大気質量の増加、$W_{\rm prj}$ は微惑星の含水率、f は (大気に加えられた水量)/(衝撃加熱で放出された水量) である。$W_{\rm prj}$ は我々の標準モデルとして 0.1%[*3]としたが推定は難しい。また、H_2O 損失のメカニズムを本質的に表す f も同様である。以下に【水蒸気の大気からの除去過程】を示す。

1. 光化学反応で H_2 と O に分離し、軽い H_2 は宇宙空間へ散逸
2. 解離[*4]無しで熱的散逸
3. 光刺激により表面の酸化
4. 表面の鉱物の再水和
5. 金属鉄の酸化[*5]
6. 水が融解したケイ酸塩へ溶解

集積時間はそれらに特徴的な崩壊時間よりも遥かに短いので過程 1〜3 は重要ではない。また、同様の理由で過程 5 も重要ではない。水和反応は集積時間より速いので、過程 4 の水和反応が起こる層厚が H_2O 損失を決定する。脱水する量は水和よりも多いので大気が形成される。標準モデルとして $f = 0.2$ とした。ただし、実際は表面温度は 900K に達するので、この f の選択は大気進化には影響しない。

[*1] 衝突後、まず衝撃波が伝わり、その後圧縮された物体の移動が起こる（衝撃波の速度は物質内の各粒子の速度より速い）。衝撃波の衝突前後での質量保存および運動量保存の式は、

$$\begin{cases} \rho_0 U \Delta t = \rho (U-u) \Delta t \\ U \Delta t \rho (u-0) = (P-P_0) \Delta t \end{cases}$$

となる。ここで、ρ、P、U、u は各々、物質密度、圧力、衝撃波速度、（物質内の各）粒子速度で、添え字の 0 は衝撃波が通過する前の量を表す。よって

$$\begin{cases} \rho = \frac{U}{U-u}\rho_0 \\ P - P_0 = \rho_0 U u \end{cases}$$

となる。そして、$P \gg P_0$ と仮定し、

$$U = C_0 + su$$

（経験則。C_0 と s は物質固有の量。）を用いると、

$$\begin{cases} P = \rho_0 (C_0 + su) u \\ \rho = \frac{c+su}{s+(s-1)u}\rho_0 \end{cases}$$

となる。$u = V_{\rm imp}/2$ と仮定すると、

$$P = \rho \left[C_0 + s\frac{V_{imp}}{2} \right] \frac{V_{\rm imp}}{2}$$

である。あとは、$s = (K'+1)/4$ を用いて求まる。

[*2] (3) 式で定義される量である。

[*3] 少なくとも現在の海水量は在ると考えて。

[*4] プロセス 1 の分離と同義。

[*5] ex. $\mathrm{FeO} + \frac{1}{2}\mathrm{H_2O} \to \frac{1}{2}\mathrm{Fe_2O_3} + \frac{1}{2}\mathrm{H_2}$

2.2 T_M（ケイ酸塩の融解温度）$> T_S >$ 900K

衝突無しでも脱水反応が生じる。したがって $f = 1$ とする。

2.3 $T_S \geqslant T_M$

過程 6 が H_2O 損失を決定する。H_2O は高大気圧下では融解ケイ酸塩に溶けるからである。P_a[Pa] で融解ケイ酸塩に溶ける水量 (%) は

$$X_W = 2.08 \times 10^{-6} P_a^{0.54} \tag{5}$$

である。平行平板大気を仮定して

$$P_a = \frac{M_a g}{4\pi R^2}{}^{*6} \tag{6}$$

である。ここで、M_a は H_2O 大気の全質量、g は地球表面の重力加速度である。この温度範囲における大気成長は

$$\mathit{\Delta} M_a = \mathit{\Delta} M \left(W_{\mathrm{prj}} - \alpha X_W\right) \tag{7}$$

により得られる。ここで、α は溶け始めの温度（固相線：$T_{\mathrm{sol}} = 1{,}500\mathrm{K}$）と完全に溶ける温度（液相線：$T_{\mathrm{liq}} = T_{\mathrm{sol}} + 200$）間の潜熱 ($= 400\mathrm{kJkg^{-1}K^{-1}}$) から決定される融解率である。

3. 地球表層のエネルギーバランス

成長中の地球表層におけるエネルギーバランス方程式は

$$h\frac{\mathit{\Delta} M V_i^2}{2} = 4\pi R^2 F_{\mathrm{atm}} \mathit{\Delta} t + C_P \mathit{\Delta} M \left(T_S - T_P\right){}^{*7} \tag{8}$$

ここで、$h = 1$(表層において解放されるエネルギーの割合)、$\mathit{\Delta} t$ は $M \rightarrow M + \mathit{\Delta} M$ の時間、$C_P (= 10^3 \mathrm{Jkg^{-1}K^{-1}})$ は表層の比熱、T_S は表層の温度、$T_P = 250\mathrm{K}$（微惑星の初期温度）である。また、F_{atm} は表層から惑星間空間へ脱出するエネルギーフラックスであり、

$$F_{\mathrm{atm}} = 2\sigma\frac{T_S^4 - T_0^4}{\tau_S^* + 2}{}^{*8} \tag{9}$$

である。ここで、σ はステファン=ボルツマン定数、T_0 は原始地球の黒体平衡温度[*9]、また、τ_S^* は光学的厚さ（灰色平行平板で放射平衡であると仮定）であり、

$$\tau_S^* = \frac{3}{2}\int_0^\infty \kappa\rho_a dz = \frac{3\kappa M_a}{8\pi R^2} \tag{10}$$

である。ここで κ は吸収係数であり、

$$\kappa = \left(\frac{\kappa_0 g}{3P_0}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{11}$$

によって与えられる。$\kappa_0 (= 0.01\mathrm{m^2kg^{-1}})$ は圧力 $P_0 (= 101{,}325\mathrm{Pa})$ による吸収係数である。また、表面温度 T_S は

$$T_S = \frac{P_S}{P_{\mathrm{eff}}}^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} T_{\mathrm{eff}} = \left(\tau_S^*\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} T_{\mathrm{eff}}{}^{*10} \tag{12}$$

---

*6 表層の圧力＝ (大気の重さ)/(地球の表面積)。

*7 左辺は“衝突により解放されるエネルギー”、右辺第１項は“表層から惑星間空間への放射熱”、第２項は“表層の熱の増加量”を表している。

この式をもう少し吟味してみる。もし第１項が無い（全部熱になる）とすると、

$$\frac{\mathit{\Delta} M V_i^2}{2} = C_P \mathit{\Delta} M (T_S - T_P)$$

より、温度変化は

$$(T_S - T_P) = \frac{GM}{C_P R} \fallingdotseq 6.0 \times 10^4$$

となり、放射が無い場合 60000°C の上昇をもたらす。ここで、$M \sim R^3$ だから $(T_S - T_P) \propto R^2$ であり、半径が半分になると、温度変化は 1/4 になる。

一方、第２項が無い（全部放射する）場合は、

$$F_{\mathrm{atm}} = \frac{\mathit{\Delta} M V_i^2}{8\pi R^2 \mathit{\Delta} t} = \frac{\mathit{\Delta} M}{8\pi R^2 \mathit{\Delta} t}\frac{2GM}{R} = \frac{GM}{4\pi R^3}\frac{\mathit{\Delta} M}{\mathit{\Delta} t}$$

ここで $3M/4\pi R^3$ より

$$F_{\mathrm{atm}} = \frac{\rho G \mathit{\Delta} M}{3\mathit{\Delta} t} \fallingdotseq 4 \times 10^2 [\mathrm{Wm^{-2}}]$$

地球の惑星放射は約 $340\mathrm{Wm^{-2}}$ だから、衝突が起こると、もう１つの太陽から放射を受けているようなものであると考えられる。

*8 倉本レジュメ (6.22) 式より

$$\sigma T_S^4 = \frac{1}{2}\sigma T_{\mathrm{eff}}^4 \left(\frac{3}{2}\tau + 2\right)$$

ここで、

$$\tau_S^* = \frac{3}{2}\tau$$

とおくと、

$$\sigma T_S^4 = \frac{1}{2}\sigma T_{\mathrm{eff}}^4 \left(\tau_S^* + 2\right)$$

この論文では

$$F_P = \sigma T_{\mathrm{eff}}^4 = F_{\mathrm{atm}} + \frac{S_0}{4}$$

としているから

$$F_{\mathrm{atm}} = F_P - \frac{S_0}{4}$$

(S_0 は原始惑星軌道上における単位面積当たりの太陽放射フラックス) となる。したがって、

$$\begin{aligned}
\sigma T_{eff}^4 &= \frac{2\sigma T_S^4}{\tau_S^* + 2} - \frac{S_0}{4} \\
&= 2\sigma\frac{T_S^4}{\tau_S^* + 2} - \frac{S_0}{4} \\
&= 2\sigma\frac{T_S^4}{\tau_S^* + 2} - 2\sigma\frac{T_0^4}{\tau_S^* + 2} \\
&= 2\sigma\frac{T_S^4 - T_0^4}{\tau_S^*}
\end{aligned}$$

*9 太陽放射のみのフラックスを考えたときの値。

*10 $T_{\mathrm{eff}} = T(\tau_* = 1)$ とする。大気の鉛直温度変化において、断熱線を考えると、熱力学第１法則 $(dU = -PdV + dQ)$ より、

$$dU = -PdV$$

$$C_V dT = -PdV$$

により導かれる。ここで

$$T_{\mathrm{eff}} = \left(\frac{F_{\mathrm{atm}}}{\sigma} + T_0^4\right)^{\frac{1}{4}} \text{*11} \tag{13}$$

であり、P_{eff} は対流圏界面の大気圧、P_S は大気底の大気圧であり、γ は比熱比（$= C_P/C_V$）である。この場合、

$$F_{\mathrm{atm}} = \sigma\left(\frac{T_S^4}{\tau_S^*} - T_0^4\right) \text{*12} \tag{14}$$

となる。この式は放射フラックスよりも低いエネルギーフラックスを与え高い表面温度を生じさせるが、その差は小さい*13。エネルギーバランスを方程式を解くために集積率の式を要する。Safronov の集積モデルによると集積率は

$$\frac{\Delta M}{\Delta t} = 4\pi R^2\left(1+2\theta\right)\frac{\sigma_P}{P_K} \text{*14} \tag{15}$$

である。ここで P_K は地球のケプラー運動周期である。また、$\sigma_P (= \left(M_0 - M\right)/S)$ は表面密度であり、$M_0 = 6.0 \times 10^{24}\mathrm{kg}$、$S = 4.08 \times 10^{22}\mathrm{m}^2$ を代入した。

4. 計算結果

上記の方程式を時間で積分すると表面温度と H_2O 大気の進化が決まる。

図 1 は W_{prj} が 0.1%（標準モデル）と 1%（高い）の表面温度の線を示している。ここで R_0 は地球の最終半径 $(= (3M_0/4\pi o)^{1/3} = 6,987\mathrm{km})$ である。$R = 0.4R_0$ 辺りでケイ酸塩の融解温度に達し、その後は一定の温度を保持している *15。ただし、最終段階では集積率が

である。また、気体の状態方程式（1 mol の場合：$PV = RT$）より

$$PdV + VdP = RdT$$

だから、

$$C_V dT = VdP - RdT$$

$$(C_V + R)dT = VdP = \frac{RT}{P}dP$$

$$\frac{dT}{T} = \frac{dP}{P}\frac{R}{C_V + R}$$

したがって、

$$\frac{T}{T_0} = \left(\frac{P}{P_0}\right)^{\frac{R}{C_V+R}}$$

ここで、$R = C_P - C_V$ であるから、

$$\frac{T}{T_0} = \left(\frac{P}{P_0}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$$

$$\begin{cases} \tau_* = \frac{3}{2}\int_z^\infty \kappa\rho dz \ (\text{光学的厚さを表す式}) \\ \frac{dP}{dz} = -\rho g \ (\text{静水圧平衡の式}) \end{cases}$$

より

$$\frac{3}{2}\int_0^{P(z)}\frac{\kappa dP}{g} = \frac{3}{2}\frac{\kappa}{g}\int_0^P dP = \frac{3}{2}\frac{\rho}{g}P$$

したがって、

$$T = T_{\mathrm{eff}}\left(\frac{P}{P_{\mathrm{eff}}}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = T_{\mathrm{eff}}\left(\frac{\Box\tau_*}{\Box\tau_{*(\mathrm{eff})}}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$$

最初に $\tau_{*(\mathrm{eff})} = 1$ としたから、

$$(\tau_*)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} T_{\mathrm{eff}}$$

となる。

*11 $\sigma T_{\mathrm{eff}}^4 = F_{\mathrm{atm}} + \sigma T_0^4$ を変形したもの。

*12

$$\begin{aligned} F_{\mathrm{atm}} &= \sigma T_{\mathrm{eff}}^4 - \sigma T_0^4 \\ &= \sigma\left(\frac{T_S}{\tau_S^{*\frac{\gamma-1}{\gamma}}}\right)^4 - \sigma T_0^4 \end{aligned}$$

H_2O 大気を考えているので $\gamma = 3/4$ だから

$$\frac{\gamma - 1}{\gamma} = \frac{1}{4}$$

したがって、

$$F_{\mathrm{atm}} = \sigma\frac{T_S^4}{\tau_S^*} - \sigma T_0^4$$

*13 $T_S \geqslant T_0$、$\tau_S \geqslant 1$ のとき (9) 式 $\fallingdotseq \frac{2\sigma T_S^4}{\tau_S}$、(14) 式 $\fallingdotseq \frac{\sigma T_4}{\tau_S}$ となるが、$\tau_S = \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{1}{4}}$ ... となり、このファクターは 1 に近いから。

*14 ある質量 M の微惑星に注目して考える。平均的な質量 m の微惑星が衝突する場合の M の成長速度は

$$\frac{dM}{dt} = f\sigma_{col} vnm$$

である。ここで、f は衝突時の合体の確率、σ_{col} は衝突断面積、n は微惑星の数密度、v は微惑星同士の相対速度である。

$$v = \sqrt{e^2 + i^2}\,v_k$$

である。e は軌道離心率、i は軌道長半径である。v_k はケプラー運動の速度であるから、

$$v_k = \frac{2\pi a}{P_k}$$

である。a は軌道長半径、P_k は周期である。また、nm は単位体積あたりに存在する微惑星の総質量であるから、固体物質の面密度 σ_P を微惑星が分布している領域の暑さ h_P で除したものである。$h_P \sim 2ia$ である。したがって、

$$nmv = \frac{\sigma_P}{2ia}\sqrt{e^2 + i^2}\frac{2\pi a}{P_k} = \sqrt{1 + \left(\frac{e}{i}\right)^2}\frac{\pi\sigma_P}{P_k}$$

となる。一方、

$$\sigma_{col} = \pi(R + r)^2\left[1 + \frac{2G(M + m)}{(R + r)v^2}\right]$$

で与えられる。この $\pi(R + r)^2$ は幾何学的な衝突断面積であり、$[2G(M + m)] / \left[(R + r)v^2\right]$ は相互の重力によって衝突断面積が大きくなる効果を表している。ふつうこの項は 2θ とかかれる。以上より、$R \geq r$ と集積初期は v が大きくないから $f \sim 1$ を考慮すると、

$$\frac{dM}{dt} \approx 4\pi R^2(1 + 2\theta)\frac{\sigma_P}{P_k}$$

*15 融解ケイ酸塩の割合が増加すると、それに吸収される H_2O 大気が多くなり、大気量が減少する。その結果、地表からの熱放射がそれまでより多くなり、地表温度は下がる。すると、融解ケイ酸塩が減り、そこに吸収される H_2O 大気量が減り、大気は再び増加する。このように、H_2O 大気とマグマとの相互作用によって、地表温度と大気量は一定に保たれる。＜松井孝典 水惑星「地球」の起源と進化」 日経サイエンス 1987 年 1 月号＞より。

急速に減少するので、温室効果の減少により温度が下がる可能性があるが、太陽放射効果（温室効果）により減少しない可能性もある。

図 2 は標準モデルと高含水率における H_2O 大気の進化を表している。H_2O 大気の量は $0.4R_0$ から以降は一定となっている。これは上記したケイ酸塩の融解温度に達した事を表している。

5. まとめ

標準モデルでも高含水率モデルでも最終的に形成される H_2O 大気の質量は著しくは異ならないことが分かった。これは大気質量が含水率ではなく表面温度に依存しているからである。H_2O 大気が定数になるタイミング、マグマの海の深さと部分融解の割合は集積時間と吸収係数に弱く依存している。H_2O 大気の最終質量が現在の海水量と一致している。すなわち、現在の大気水圏が衝突起源であることの証拠となる。

付録. 全訳

地球型惑星における原始大気水圏は急速に形成されたと最近提案されている [1、2]。ここで我々は微惑星衝突の集積時における、この過程を定量的に議論する。これらの衝突は表面温度を上昇させ揮発性物質の脱ガスにより原始大気及び原始水圏の形成に影響を及ぼす。我々は衝突により生じた H_2O の大気がマグマの海を可能にする程、地球の表面温度を増加させることを示す。ここで、周囲に集積している原始大気における H_2O の総量は 10^{21}kg であり、この数値は入力データの種類にはあまり影響されない。我々は、原始大気における H_2O 存在量と現在の海水質量の一致は大気水圏が衝突起源であるという証拠になる事を示す。

惑星は日心軌道において微惑星が集積して形成された [3]。高速微惑星衝突は成長段階の惑星の表面にクレーターを形成する。クレーター形成は穴の形成や衝突エネルギーの解放だけでなくダストや急速に熱せられた揮発性ガスの噴出も生じさせる。頻発な惑星集積中の高速衝突は成長段階の惑星の全表面を囲む衝突起源の大気を生み出す。そのような大気の存在は、表層で解放された衝突エネルギー、表面から惑星間空間への放射熱転移、及び表層の熱の間におけるエネルギーバランスに影響を与える。以前の研究ではこの効果は無視され不変の表面温度を仮定している [4、5]。惑星の初期熱史のより完全な説明は微惑星衝突と衝突で生じた大気との両方を含む成長の考慮を要する。H_2O は地球上で最も豊富な揮発性物質であるので、我々は以下の解析で H_2O だけを含む大気の進化を考える。

H_2O 大気の形成は表面温度 T_S に依存する。$T_S \leqslant$ 900K の時、衝突による脱水は根源的作用がそのような大気を生成することを保証する。Lange and Ahrens[6] によると、衝突圧が臨界値を越える時、ケイ酸塩鉱物は脱水反応を余儀なくさせられて、その構造上の水を失う。表層と微惑星が空隙率 0 の時 [6]、臨界衝突圧は $P_{\rm cr} = 6 \times 10^{10}$Pa と推定されている。$P_{\rm cr}$ は空隙率の関数であり、空隙率が 17% の時、$P_{\rm cr}$ は 2.28×10^{10}Pa まで減少する。成長段階の地球表面は高速微惑星衝突で爆撃されているので、我々のモデルでは $P_{\rm cr} = 2.28{\times}10^{10}$Pa とした。その最大衝突圧は $P_{\rm imp} = \rho \left[C^0 + (K'+1)\,(V_i/8)\right](V_i/2)$ によって与えられる。ここで ρ、C_0、K' は各々、密度、バルク音速、および比圧縮性の偏導関数である。衝突速度は $V_i^2 = (2GM/R) + u^2$ で与えられる。ここで G、M、R および u は各々、重力定数、質量、地球半径、地球から非常に遠い場所における地球に対する微惑星の速度である（$u = (GM/R\theta)^{1/2}$ であり、θ は Safronov 数）。また、標準モデルに合わせて、$C_0 = 3,000{\rm ms}^{-1}$、$K' = 5$、$\theta = 4$ とした。

最大圧力が臨界衝突圧を一度越えると、脱ガス反応は完全に進行すると仮定する。そして、質量 M から $M + \varDelta M$ まで地球が集積される間に衝突で生成された H_2O 大気の成長は

$$\varDelta M_a = \varDelta M W_{\rm prj} f$$

と表わされる。ここで $\varDelta M$ は H_2O 大気の質量の増加、$W_{\rm prj}$ は微惑星の水の含有率、f =(大気に加えられた水量)/(衝撃加熱で放出された水量) である。もし、全ての水を地球に加えられたら、現在の水圏では $W_{\rm prj} = 0.027\%$ となる。これは $W_{\rm prj}$ の最小の見積もりであり、我々は標準モデルで $W_{prj} = 0.1\%$ とした。しかしながら、$W_{\rm prj}$ と f の推定は難しい。後者の割合は H_2O の損失メカニズムを本質的に表す。水蒸気は以下の過程によって大気から移動するのであろう。(1) 光化学反応により H_2O が水素と酸素に分離、続いて水素は宇宙空間へ流出、(2) 光解離無しで惑星間空間へ水蒸気の熱的散逸、(3) 光刺激により表面の酸化、(4) 表面の鉱物の再水和、(5) 金属鉄の酸化、(6) 水が融解したケイ酸塩へ溶解。ΔM の成長に要する集積時間は、これらのメカニズムに特有の放射性崩壊よりも遥かに短いので、(1)〜(3) の過程は重要ではない [6、7]。過程 (5) もまた重要ではない [7]。それゆえに、水和反応はこの温度領域では最有力な損失メカニズムである。水和反応の反応速度は集積時間に比べて速いので、H_2O の損失は有効な反応物によって制限されるだろう。すなわち、水和反応が起こることが可能な層の厚さが H_2O 損失を決定する。突発的な脱水は相対的に深い領域でさえ起

こるが、脱水反応は長期間大気と接触している最上層でのみ起こる。解放される水量は再水和する水よりも多い。したがって大気が形成される。我々は標準モデルのように $f = 0.2$ を採用した。実際、表面温度は最低でも 900K に達するので f の選択は大気進化に影響しない。

$T_S > 900\text{K}$、あるいは融解温度 T_M 以下のとき、含水鉱物は不安定になる。それから、衝突熱無しでさえ水和反応の代わりに脱水反応が起こる。それゆえ、我々はこの温度範囲において $f = 1$ であると考えた。

$T_S \geqslant T_M$ の時、６番目のメカニズムは H_2O 損失のメカニズムを支配する。なぜなら、H_2O は高い大気圧下では融解ケイ酸塩に解ける。Fricker and Reynolds[8] によると、圧力 P_a(Pa) で融解ケイ酸塩に解ける水量 X_W(重量 %) は

$$X_W = 2.08 \times 10^{-6} P_a^{0.54}$$

によっておおよそ与えられる。平行平板大気を仮定して、$P_a = M_a g/4\pi R^2$ とした。ここで、M_a と g は各々 H_2O 大気の全質量と成長地球表面の重力である。この温度範囲における大気の成長は

$$\varDelta M_a = \varDelta M(W_{\mathrm{prj}} - \alpha X_W)$$

によって単純に計算できる。ここで、α は溶け始めの温度と完全に溶ける温度の間の潜熱の振る舞いから決定される融解率である。解け始めの温度と完全に溶ける温度は各々、$T_{\mathrm{sol}} = 1,500\text{K}$、$T_{\mathrm{liq}} = T_{\mathrm{sol}} + 200$ である。潜熱 ($400\text{kJkg}^{-1}\text{K}^{-1}$) は液相線と固相線の間で一様であると仮定している。

次に、H_2O 大気の微惑星衝突による地球成長中の表面温度への効果を見積もった。成長中の地球表層におけるエネルギーバランス方程式は

$$\frac{h\varDelta M V_i^2}{2} = 4\pi R^2 F_{\mathrm{atm}} \varDelta t + C_P \varDelta M (T_S - T_P)$$

によって与えられる。ここで、h、$\varDelta t$、C_P、T_S、T_P は、表層において解放される衝突エネルギーの割合、M から ΔM まで成長する時間間隔、表層の比熱、表層の温度、集積する微惑星の元々の温度である [7]。この方程式を得るために、我々は単純に衝突エネルギーを微惑星の初期熱源とし、大きさの分布を δ 関数のように仮定した。実際、h という量は 1 に近いが厳密ではない。それは、衝突エネルギーの一部は準表層へ与えられていることを意味する。しかし、我々は単純に h = 1 とした。しかし、この仮定は表面温度の推定に影響しない。なぜなら、$T_S \propto h^{1/4}$ であるからである。我々は標準モデルのように $C_P = 10^3\text{Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$、$T_p = 250\text{K}$ とした。F_{atm} は大気全体を通して表層から惑星間空間へ脱出するエネルギーフラックスである。

$$F_{\mathrm{atm}} = 2\sigma \frac{T_S^4 - T_0^4}{\tau_S^* + 2}$$

ここで σ と T_0 はステファン=ボルツマン定数と太陽放射だけに熱せられる原始地球の黒体平衡温度であり、τ_S^* はおおよそ光学的に薄い大気の光学的厚さに一致する。我々は大気は灰色で、平行平板で放射平衡であると仮定した。それから、τ_S^* は $\tau_S^* = (3/2)\int_0^\infty \kappa \rho_a dz = (3\kappa M_a)/(8\pi R^2)$ によって定義できる。ここで、κ は吸収係数である [7]。流体静力学平衡と圧力への κ の割合を仮定すると、κ は $\kappa = (\kappa_0 g/3P_0)^{1/2}$ によって与えられる。ここで、κ_0 は圧力 P_0 における吸収係数である（参考文献７）。我々は灰色大気を仮定したので、広波長帯域で平均した吸収係数を用いた。κ_0 として窓領域（$\sim 1{,}000\text{cm}^{-1}$）の辺りの吸収係数を採用した。$\kappa_0 = 0.01\text{m}^2\text{kg}^{-1}$、$P_0 = 101,325\text{Pa}$ である（参考文献９）。このように決定される κ_0 は最小値であることを示す。大気の質量が増加するにしたがって、低層大気は光学的に厚くなり、対流平衡になる。表面温度の直接の見積もりは $T_S = (P_S/P_{\mathrm{eff}})^{(\gamma-1)/\gamma} T_{\mathrm{eff}} = (\tau_S^*)^{(\gamma^{-1})/\gamma} T_{\mathrm{eff}}$ と仮定して導かれる。ここで、$T_{\mathrm{eff}} = (F_{\mathrm{atm}}/\sigma + T_0^4)^{1/4}$ であり、P_{eff} と P_0 は対流圏界面と大気低の大気圧、γ は定圧と定積の比熱比 ($= C_P/C_V$) である。この場合、$F_{\mathrm{atm}} = (T_S^4/\tau^* - T_0^4)$ である。これは放射フラックスよりも低いエネルギーフラックスを与え、高い表面温度を生じさせる。しかし、その差は小さい。我々は光学的に厚い大気の表面温度を計算するためでさえ単純に放射のエネルギーフラックス方程式を用いた。

我々はエネルギーバランス方程式を解くための集積モデルを必要とする。Safronov[3] によると、地球の集積率は

$$\frac{\varDelta M}{\varDelta t} = 4\pi R^2 (1 + 2\theta) \frac{\sigma_P}{P_k}$$

よって与えられる。ここで、P_k は集積する地球のケプラー運動の周期、σ_P は表面密度である。我々は単純に $\sigma_P = (M_0 - M)/S$ と仮定した。ここで、M_0 と S は地球の最終質量と地球が微惑星を集める領域である。我々は、$M_0 = 6.0 \times 10^{24}\text{kg}$ と $S = 4.08 \times 10^{22}\text{m}^2$ と用いた。その値を用いると地球の集積時間は 5×10^7 年となる。時間に関する上記の方程式を統合することによって表面温度と衝突による H_2O 大気の進化を決定する。図１は標準地球の時と W_{prj} が高い時（1%）の表面温度の線を示している。表面温度は大気の毛布効果によって増加し、成長中の地球の表面は半径が $0.4R_0$ を越えた辺りで溶け始める。ここで、R_0 は最終半径 ($R_0 = (3M_0/4\pi o)^{1/3} = 6,987\text{km}$) である。表面温度が融解温度に達した後、融解温度辺りに留まる。これ

は大気からの H_2O 分子の効率的な吸収を引き起こすように表面温度の増加がなされて融解率を上げるためである。大気中の H_2O 成分の減少は毛布効果の効率を下げ、表面温度が下がる。成長の最終段階では表面温度は急速に下がる。これは、この研究で仮定された集積率が最終半径に近づくにしたがって急速に減少するからである。しかし、大気の太陽放射効果（よく温室効果と呼ばれる）を考慮すると表面温度は最終段階で減少しないかもしれない。太陽放射が主な熱源となった後の進化は未来の研究のために最も重要な問題の一つである。

図 2 は標準モデルと高い含水率での H_2O 大気の進化を示している（$W_{\rm prj} = 1\%$ で他のパラメータは標準モデルと等しい）。一度、地球半径が $0.4R_0$ を越えると H_2O 大気の量は一定になる。これは表面温度が融解温度に達したことを意味する（図 1 参照）。これは上記の一定の表面温度に関する説明を満足する。融解ケイ酸塩への水の溶解度は大気中の水量に支配される。大気圧と τ_S^* もまた一定になる（各々 $\sim 10^7$、10^3）。表層を溶かすには $\tau_S^* = 10^3$ である大気を要求することは他でも示されている [10]。成長の最終段階では、大気の全質量は徐々に増加する。これは表層の凝結のためである。

標準モデルと高含水率モデルの比較は、大気の全質量がこの値を異にするほどの時間あってさえ、H_2O 大気の最終質量がこれらのモデル間で著しくは異なっていないことを明らかにした。これは大気内の H_2O の量が原材料の水含有量に依存していないことを示している。むしろ集積中の表面温度に依存している。しかし、全内包水含有量は元の水含有量に明白に依存している。高含水率モデルのための表面温度史もまた図 1 に示されているようである。初期熱の輪郭は含水量に強く依存してはいないと示している。H_2O 大気の最終質量が現在の海の質量（$\sim 1.4 \times 10^{21}$kg）に非常に近いことはとても興味深い。H_2O 大気が定数になる程度は集積時間と吸収係数に弱くだけ依存している。マグマの海の深さと部分融解の割合もまたこれらのパラメータに依存する。$W_{\rm prj}$ が 1% 以上になると、H_2O 大気の定質量の程度はこの量に弱く依存する。これは 10^7Pa で融解ケイ酸塩内の水の溶解度が $\sim 1\%$ だからである。これらと他のパラメータに適当な値の選択は、ここで示されたように、原始大気内の H_2O の量と現在の海水量の明らかな一致を導く。これは大気水圏の衝突起源がもっともらしいことを示している。既知の最古の岩石（$\sim 3.8 \times 10^{-1}$yr）は堆積起源であり、広範囲な水圏はその当時すでに形成されていたことを示す。我々は現在の海水量の明らかな衝突起源と、原始地球のマグマの海の存在との証拠を与えると結論した。

我々は P. H. Schultz、T. J. Ahrens、および S. C. Solomon による草稿への批評に感謝する。 この研究は部分的に日本の文部省科学研究助成金によって支えられている。この研究の準備の最終段階は T. M. がマサチューセッツ工科大の地球・大気・惑星科学学部滞在時に遂行された。