HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	原始太陽系星雲中で集積する火星における混成型原始大気の形成と火星内部への水分配
Author(s)	齊藤，大晶
Degree Grantor	北海道大学
Degree Name	博士(理学)
Dissertation Number	甲第12423号
Issue Date	2016-09-26
DOI	https://doi.org/10.14943/doctoral.k12423
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/63249
Type	doctoral thesis
File Information	Hiroaki_Saito.pdf

Hokkaido University Collection of Scholarly and Academic Papers : HUSCAP

学位論文

原始太陽系星雲中で集積する火星における混成型原始大気の形成と火星内部への水分配

Formation of a Hybrid-Type Proto-Atmosphere on Mars Accreting in the Solar Nebula and Water Partitioning into the Interior of Mars

齊藤 大晶
SAITO, Hiroaki

北海道大学大学院 理学院宇宙理学専攻

平成 28 年 9 月

要旨

近年の火星隕石の分析結果から, 火星マントルは現在でも大量の水 (水濃度 14 ∼ 380 ppm) を保有している可能性が示唆されている (e.g., McCubbin *et al.*, 2012, 2016, Taylor *et al.*, 2010, Usui *et al.*, 2012, Gross *et al.*, 2013, Taylor, 2013). 火星ではプレートテクトニクスは働かなかったと考えられているため, 内部の水は火星形成期にもたらされた可能性が高い. 形成期に大量の水を内部に取り込む機構の一つとして, 集積エネルギーの解放や原始大気の保温効果によって形成した大規模なマグマオーシャンよる水の吸収が挙げられる. しかしながら集積中にそのようなマグマオーシャンが形成されうるのかは, これまでよくわかっていなかった.

最新の隕石年代学によると, 火星は $1.8^{+0.9}_{-1.0}$ Myr で現在の火星質量の半分にまで成長し, なおかつ金属コアの形成が開始していた可能性が高い (Dauphas & Pourmand, 2011, Tang & Dauphas, 2014). このことは原始太陽系星雲中で火星の集積が進行したことを示唆している. 一方で, 原始火星が月サイズ以上になると，微惑星から H_2O をはじめとする揮発性成分が脱ガスするのに十分な衝突速度が得られる. このことから, 原始火星上には上層を星雲ガス成分が占め, 下層を脱ガス成分が占めるような混成型原始大気が形成したと予想される.

そこで本研究では, 1 次元放射対流平衡モデルを構築し, 混成型原始大気の熱的構造について調べた. 集積時間は隕石年代学と調和的な 1, 3, 6 Myr を採用した. 火星材料物質は，2 成分モデル (Dreibus & Wänke, 1987, Kuramoto, 1997) で記述できると仮定した. 脱ガス成分の組成は衝突加熱により生じるマグマ - 溶融金属鉄 - ガス間での化学平衡により決定される (Kuramoto & Matsui, 1996, Kuramoto, 1997). 脱ガス成分は下層大気を占め，その上空には Hill 半径において原始太陽系星雲に連続的に接続する H_2 および He からなる大気が存在する.

原始火星の成長に伴う原始大気の進化を数値的に求めた結果, 集積最終段階では, 地表面気圧 ∼ 2000 bar, 地表面温度 ∼ 2500 K もの高温高圧な原始大気が形成された. 原始火星質量が現在の ∼ 0.2 倍に達した時点で, 地表面温度が岩石融点を超えてマグマオーシャンが形成され, 集積完了時までこの状態が持続する. 集積最終段階で, $\sim 4 \times 10^{21}$ kg の水が水蒸気の溶解によりマグマオーシャンへ分配された. 以上の振る舞いは集積時間にほと

んど依存しない. 材料物質中の脱ガス成分の混合比を数分の 1 に減少させても, 基本的な振る舞いはほとんど変わらず, $\sim 10^{21}$ kg かそれ以上の水が内部へ分配される.

以上から, 火星隕石が示唆する火星マントルの水濃度は, 高温高圧な混成型原始大気に覆われたマグマオーシャンの形成により十分説明可能であることがわかった.

集積期に形成される混成型原始大気は非常に厚いことから, 一見すると現在の薄い火星大気と矛盾するように感じるかもしれない. しかしながら, 現在と比べて数 100 倍の強い EUV フラックスにより駆動される流体力学的散逸によって, 数億年のうちに厚い初期大気の大部分が失われた可能性がある. 散逸を免れた還元的炭素種や水は, 地質学的に示唆されるかつての温暖湿潤な火星環境をもたらした可能性がある. これらの分子種は光化学反応によって, 水素と二酸化炭素に徐々に変化し, その後の長期的な散逸により水素は失われ, 現在の乾燥寒冷な火星大気へと移行していったのかもしれない.

目 次

1 研究背景と目的 1

1.1 水に富んだ原始火星 1

1.1.1 表層の水 1

1.1.2 内部の水 2

1.1.3 火星内部への水の運搬機構 3

1.2 急速に集積成長する原始火星上で形成する大気 4

1.3 本研究の目的 5

1.4 論文の構成 5

2 混成型原始大気モデル 6

2.1 モデル概要 6

2.2 大気成分 7

2.3 基本方程式 9

2.3.1 静水圧平衡の関係 9

2.3.2 成層圏の構造 10

2.3.3 対流圏の構造 11

2.4 マグマに溶解する水の量 15

3 原始大気の熱的構造 16

3.1 組成境界高度と地表面温度の関係 16

3.2 保有できる脱ガス大気層の質量限界 21

4 集積期の火星の熱史と水分配 24

4.1 脱ガス大気の成長と火星の熱進化 24

4.2 水の分配 26

5 議論 32

5.1 混成型原始大気の仮定の妥当性 32

5.2 コア-マントルの分化シナリオ 36

5.3 集積完了直後の火星マントルと表層環境 37

5.3.1 湿った火星マントル 37

5.3.2 火星大気の組成進化 39

6 結論 44

謝辞 46

A 脱ガス成分の質量混合比 48

A.1 材料物質中の揮発性成分と脱ガス後の大気成分の質量 48

B Rosseland 平均と吸収係数の近似式 50

B.1 原始太陽系星雲ガス大気層における Rosseland 平均吸収係数 50

B.2 脱ガス大気層における Rosseland 平均吸収係数 51

B.3 Rosseland 平均吸収係数の近似式の導出方法 51

B.4 Rosseland 平均吸収係数の近似式 (標準組成の場合) 52

C 球対称捕獲大気の最上層放射平衡層の定式化 55

C.1 平行平板モデルの近似解 55

C.2 球対象で光学的に非常に薄い上層大気の近似解 55

C.3 球対称で光学的に薄いが, τ が有限の上層大気の温度分布を近似する Hayashi et al. (1979) の表式 56

C.4 近似の向上 57

D 変数・定数リスト 58

図 目 次

1-1 **火星海洋の想像図 (Di Achille & Hynek, 2010 を一部改変)**. マーズ・グローバル・サーベイヤー (MGS) に搭載した MOLA によって計測された表面高度分布図. 白色は等ポテンシャル面を示し, これよりも低い高度に海洋が存在したと Di Achille & Hynek (2010) は仮定した. 赤い四角は開いた海盆, 青いひし形は閉じた海盆, 緑の三角は扇状地を示す. 3

2-1 **混成型原始大気モデルの概念図**. 赤色, 青色の斜線部はそれぞれ, 脱ガス大気層, 星雲ガス大気層を示す. 青い矢印は, 微惑星の衝突により, 衝突地点が融解する状態に移る様子を簡易的に示している. 6

2-2 **脱ガス大気成分のモル分率と平衡圧力の関係**. Kuramoto (1997) の熱平衡モデルを簡略化して求めた計算結果. 8

2-3 **各分子種の定圧モル比熱の温度依存性**. (a) H_2O, (b) CO, (c) CH_4, (d) H_2. 各図中の実線は, 本研究で用いた近似式, ○ は, JANAF より提供されるデータをプロットしたものを示している, また黒い破線は, 温度依存性を考慮しない場合の定圧モル比熱を示す. 13

3-1 **組成境界の位置を変化させた場合の鉛直温度分布**. 惑星質量は現在の火星質量と等しいとした. 各曲線上の ○ はそれぞれ組成境界の位置を示している. 大気上端の温度は組成境界の位置にほとんど依らない. 大気の熱的構造を見やすくするため, 青色以外の各曲線はそれぞれ 200K ずつ高温側へ平行移動させている. 18

3-2 **組成境界高度と地表面温度の関係**. それぞれの曲線は集積時間を 1 Myr (赤), 3 Myr (黄緑), 6 Myr (青) とした場合を示している. 惑星質量は現在の火星質量とした. 19

3-3 **組成境界高度と対流圏界面の関係**. 青の実線は組成境界高度, 緑の実線は対流圏界面高度を表している. 惑星質量は現在の火星質量とした. (a)~(c) はそれぞれ, 集積時間が 1 Myr, 3 Myr, 6 Myr の場合を示している. また, 黒の破線はそれぞれ, 左から $f_{deg} = f_{cr}$ および 4.0 wt% のときの組成境界高度を示す. 20

3-4 **集積中の火星の脱ガス大気層の質量限界の進化**. それぞれの曲線は集積時間を 1, 3, 6 Myr として与えた場合を示している. 黒の破線は $f_{deg} = 4.0$ wt% を示す. 22

3-5 **組成境界高度の進化**. 縦軸は組成境界高度を Hill 半径で規格化した値, 横軸は惑星質量を現在の火星質量で規格化した値を示している. それぞれの曲線は集積時間 1 (赤), 3 (緑), 6 Myr (青) の場合を表している. 質量限界を超えた量の脱ガス成分が供給される場合, 組成境界は Hill 半径に一致する. 23

4-1 **脱ガス大気の成長過程**. 各曲線は 1 (赤), 3 (緑), 6 Myr (青) の場合を表している. 25

4-2 **原始火星の熱進化**. 各曲線は 1 (赤), 3(緑), 6 Myr (青) の場合を表している. 黒の破線はソリダス温度を指す. 26

4-3 **大気および内部に分配される水の質量の進化**. 集積時間を 6 Myr とした. 青の破線は, マグマの水の吸収を考慮しない場合に大気に分配される水の質量, 青の実線は, マグマの水の吸収を考慮した場合の大気に分配される水の質量を, 黒線は内部に分配される水の質量を示す. 28

4-4 **異なる集積時間を与えた場合の大気に分配される水の質量の進化**. 大気に分配される水の質量を惑星質量の関数として示す. 集積時間は 1, 3, 6 Myr を与えた. 黒い破線は左から, ソリダス, リキダス温度に達するときの惑星質量の目安を表している. 29

4-5 **異なる集積時間を与えた場合の内部に分配される水の質量の進化**. 内部に分配される水の質量を惑星質量の関数として示す. 集積時間は 1, 3, 6 Myr を与えた. 30

4-6 **大気中の水蒸気圧の進化**. 大気中の水蒸気圧を惑星質量の関数として表した. 集積時間は 1, 3, 6 Myr を与えた. 破線は平衡水蒸気圧 p_{eq} [bar] を示す. また, 図中の ○ はそれぞれ, リキダス温度に達したときの水蒸気圧, 惑星質量の値を示す. 31

5-1 **分子拡散による混合のタイムスケール**. 上から順に集積時間に 1, 3, 6 Myr を与えた場合の分子拡散による混合のタイムスケールを示す. 赤線は, 脱ガス成分が星雲ガス大気層への拡散時間, 青線は, 星雲ガス成分が脱ガス大気層への拡散時間を, 黒い破線は分子拡散による混合が進むタイムスケールを示す. 35

5-2 **火星内部に分配される水の質量の進化**. 実線が脱ガス成分混合比 $f_{deg} = 4$ wt%, 破線が $f_{deg} = 2$ wt%, 鎖線が $f_{deg} = 1$ wt% の場合を示す. 集積時間は 1 Myr とした. 38

5-3 **火星大気の総散逸量の時間進化**. (a) 太陽が誕生してから 0.1 Gyr までの EUV 強度因子が現在に比べて 110 倍の場合, (b) 330 倍の場合を表す. 各線はそれぞれ, 加熱効率が 15 % (青), 40 % (緑) の場合を示す. 42

5-4 **大気質量の進化**. 各分子種 (CO, CH_4, H_2O, H_2) の大気質量の時間進化を示している. (a) $f_{deg} = 4.0$ wt%, $S_{EUV}^{(330)}$, (b) $f_{deg} = 4.0$ wt%, $S_{EUV}^{(110)}$, (c) $f_{deg} = 1.0$ wt%, $S_{EUV}^{(330)}$, (d) $f_{deg} = 1.0$ wt%, $S_{EUV}^{(110)}$. 原始太陽系星雲ガスが完全に散逸したタイミング (0.1 Gyr) を破線で示した. 43

B-1 **近似式の誤差評価** 54

表 目 次

2-1　火星のモデル材料物質組成 (単位: mol, Si ≡ 1) (Kuramoto, 1997) 9

5-1　使用する物理パラメータ 37

5-2　材料物質中の脱ガス成分混合比 f_{deg} と各分子種の大気質量 40

4-1　モデル計算のための物理定数表 58

4-2　モデルで用いたパラメータ 58

第1章

研究背景と目的

1.1 水に富んだ原始火星

1.1.1 表層の水

現在の火星は一般に寒冷で乾燥した惑星であると考えられている. 火星表面はその大部分が岩石や砂で覆われており, 火星南北の極冠にのみ氷として水が存在していることが観測的に知られている. 極冠の推定質量はそれぞれ, 北極域で $1.2 - 1.7 \times 10^{18}$ kg (Zuber *et al.*, 1998), 南極域で $\sim 1.6 \times 10^{18}$ kg (Plaut *et al.*, 2007) である. つまり現在の火星表層にはおよそ 3×10^{18} kg ほどの水が目に見える形で存在していることになる. この値は, 地球の海水量 ($\sim 1.4 \times 10^{21}$ kg) のおよそ 1/500 であり, 火星の質量が地球の質量の約 1/10 であることを考慮しても, 非常に少ないことがわかる. しかしながら, 様々な地質学的証拠から過去の火星は温暖湿潤で, より大量の水が表層に存在していたと考えられている.

火星の表面年代はクレーター年代をもとに, 古い順にノアキス期 (Nachian), ヘスペリア期 (Hesperian), アマゾニス期 (Amazonian) の 3 期に大別される. 火星史の中で最も古いノアキス期は火星形成後からおよそ 37 億年前までの期間を指し, 最も液体の水に富んだ環境をもつ時代であったと考えられている. この時代の地形には, バレーネットワーク, 扇状地, 湖の痕跡といった長期的な流水活動を示唆する地質学的特徴が豊富である (e.g., Carr & Chuang, 1997, Di Achille & Hynek, 2010). 河口域に特徴的に形成される地形の標高分布から, 当時の火星には北部低地に海洋が存在していた可能性があり, その体積は $1.2{\times}10^8$ km^3 と推定され, これは質量に換算すると 1.2×10^{20} kg の水量に相当する (Di Achille & Hynek, 2010). ノアキス期後半からヘスペリア期前半にかけて火山活動が非常に活発であったと考えられており, 太陽系最大の火山を有するタルシス台地の大半もこの頃形成したと推定されている. この活発な火山活動は，二酸化炭素などの温室効果気体とともに，大量の水を火星マントルから表層へ輸送したのかもしれない (e.g., Phillips *et al.*,

2001).

ヘスペリア期 (37 – 30 億年前) になると, それまで活発であった火山活動が徐々に落ち着き始め, アマゾニス期 (30 億年前から現在) に入る頃には, 火山活動はほぼ停止してしまったと考えられている (Golombek *et al.*, 2006). アマゾニス期の地質学的特徴として, 流水地形や侵食地形に乏しい挙げられる (Hartmann & Neukum, 2001). この時期には火星は寒冷乾燥な状態に徐々に移行していたと考えられる.

1.1.2 内部の水

火星マントルの水濃度の推定値は 14 - 390 ppm と幅がある (e.g., McCubbin *et al.*, 2012, 2016, Taylor *et al.*, 2010, Usui *et al.*, 2012, Gross *et al.*, 2013, Taylor, 2013). これらの値はそれぞれ, シャーゴッタイト隕石 (Shergottite) に含まれるメルト包有物, アパタイト ($[Ca_5(PO_4)_3(F,Cl,OH)]$), 角閃石中の水酸化物イオンを測定することによって見積もられている. シャーゴッタイト隕石は, マントルの部分融解により生成したマグマが地表付近で固化して生じたと考えられる玄武岩質火成岩であり, 現在までに発見されている火星隕石の中で最も数が多い. シャーゴッタイト隕石は地球化学的特徴により, さらに 3 つのサブグループに分類される. 具体的には, 液相濃集元素に富むシャーゴッタイト (Enriched Shergottite), 中間的なシャーゴッタイト (Intermediate Shergottite), 枯渇したシャーゴッタイト (Depleted Shergottite) に分類され, それぞれ異なる火成作用によるものであると考えられている (e.g., Borg *et al.*, 1997). これらのような違いが火星マントルの含水率を推定する上で不確定性を広げる一因になっている (臼井, 2011).

シャーゴッタイト隕石の火星上での結晶化年代は 5.5 億年から 1.7 億年前, すなわちアマゾニス期にあたる. 地質学的に, アマゾニス期には火成活動が不活発であったと推定されていることから (Golombek *et al.*, 2006), この期間に火星内部から大気への大規模な脱ガスは起きなかったと考えられる. 従って, 現在の火星内部はシャーゴッタイト隕石から推定された値に近い水濃度を保持していると予想できる. 火星マントルが火星質量の 60 % を占めているとすると, およそ 5.4×10^{18} kg から 1.5×10^{20} kg の水が現在でも内部に貯蔵されていることになる.

上で述べたノアキス期後期からヘスペリア期初期にかけて, 北部低地を覆っていたと推測される海水量 (1.2×10^{20} kg) がタルシス台地を形成する玄武岩質のマグマに溶解していた水由来であると仮定すると, その時の噴出したマグマの水濃度を推定することができる. タルシス台地の体積を 3×10^8 km^3 (McEwen *et al.*, 1999), 玄武岩の典型的な密度を 3.1×10^3 kg/m^3 とすると, マグマの水濃度はおよそ 13% である. さらに玄武岩を生成したマントル領域の部分融解度を 10% であると仮定すると, 当時の火星マントルの水濃度は約 1.3 wt% となる. この濃度を用いて, 火星マントル全体の水の質量に換算するとおよそ

5×10^{21} kg となる. このように初期の火星内部にはより多くの水が分配されていたのかもしれない.

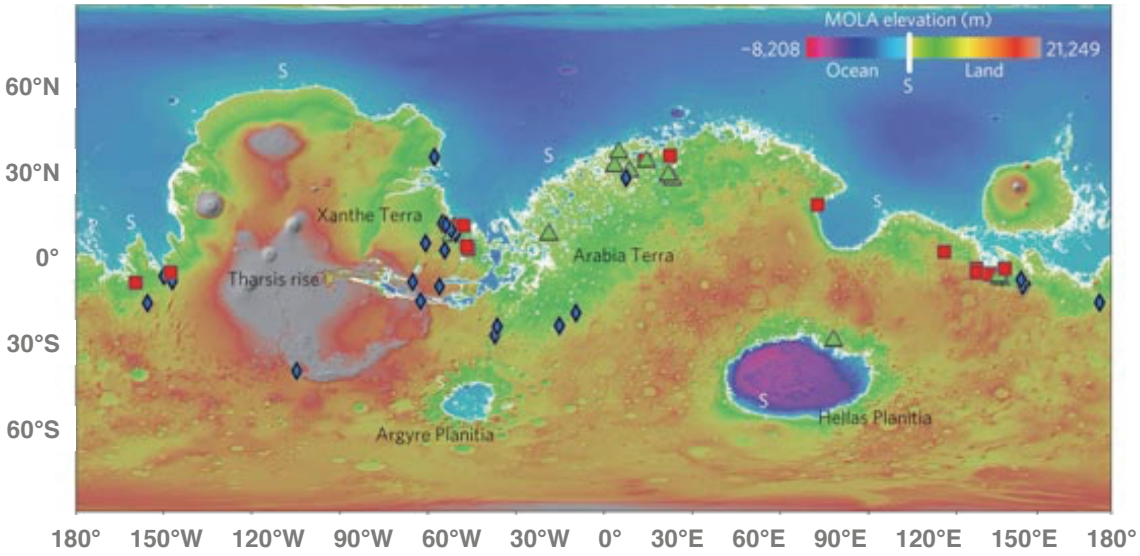

図 1-1: **火星海洋の想像図 (Di Achille & Hynek, 2010 を一部改変)**. マーズ・グローバル・サーベイヤー (MGS) に搭載した MOLA によって計測された表面高度分布図. 白色は等ポテンシャル面を示し, これよりも低い高度に海洋が存在したと Di Achille & Hynek (2010) は仮定した. 赤い四角は開いた海盆, 青いひし形は閉じた海盆, 緑の三角は扇状地を示す.

1.1.3 火星内部への水の運搬機構

惑星内部へ水を運搬する機構の一つとして, 水分を帯びた地殻物質のマントルへの還流が挙げられる. 事実, 火星の北部平原はクレーターの多い南部平原に比べて表面更新年代が新しいことが知られており, このことはプレートテクトニクスによって若い地殻が生み出された証拠ではないかと考えられたこともあった (e.g., Sleep, 1994). しかしながら, 後に北部平原の下に多数の埋没クレーターが観測的に確認されたことから, 火星ではプレートテクトニクスは働いてこなかったと結論付けられた (e.g., Frey, 2002, Watters *et al.*, 2006). プレートテクトニクスが起きなければプレートの沈み込みによる地殻物質の還流は起きない. また, 火成作用が継続し玄武岩地殻が厚くなって, マントル物質よりも高密度な物質に相転移し, 地殻の下部が剥がれ落ちる現象 (デラミネーション) による地殻物質の還流も考えられるが, 火星重力は地球に比べて小さいことから, 相転移は起こりにくい. 従って, デラミネーションによる地殻物質の還流が大規模に起こる可能性も低いと考えられる.

以上の考察から, 火星内部の水は集積中にもたらされた可能性が高いと考えられる. 集積中に水を内部に取り込む機構として, 水分を含む火星の材料物質が集積中に分化せずに内部に蓄積する場合, もしくは, マグマオーシャン形成による水蒸気大気からの水の吸収が挙げられる (e.g., Abe & Matsui, 1988). マグマオーシャンは集積エネルギーに加え, ^{26}Al をはじめとする短寿命放射核種の壊変熱による加熱によって形成する可能性がある. しかしながら, どれほど未分化な状態で水分を含む物質が火星に集積できるのか, 火星上にマグマオーシャンができるのか, できたとしてその形成のタイミング, 規模, ひいては水の分配についてはよくわかっていない. これらを明らかにすることが, 本研究の主題である.

1.2 急速に集積成長する原始火星上で形成する大気

集積期の惑星の加熱源の 1 つとなる集積エネルギーの解放率を見積もる上で, 火星の集積時間を知ることは必要不可欠である. 火星の集積時間は, 火星隕石の ^{182}Hf-^{182}W 同位体系を利用し推定されてきた (e.g., Lee & Halliday, 1995). 短寿命放射核種の一つである ^{182}Hf (半減期: ~ 9 Myr) は β 崩壊し, ^{182}W を生成する. Hf は親石性元素, W は親鉄性元素である. つまり惑星に金属鉄のコアが形成されると, Hf は主にマントルに, W は主にコアへ分配される. この分化が ^{182}Hf が存在している時期に起これば, 各物質圏における ^{182}W/^{184}W 同位体比に差が表れる. すなわち, マントルでは Hf/W 比が上昇し, その後の ^{182}Hf の壊変を経て ^{182}W/^{184}W 同位体比がより大きくなる.

火星マントルの ^{182}W/^{184}W 同位体比と Hf/W 比は火星隕石を分析することにより求めることができる. その最新の分析によると, CAI (Calcium-Alminum-rich Inclusion) 形成後, $1.8^{+0.9}_{-1.0}$ Myr で, 原始火星は現在の火星質量の約 50% にまで成長し, すでにコア形成を開始していたと推定されている (Dauphas & Pourmand, 2011, Tang & Dauphas, 2014). このことは $\sim$10 km 以下の微惑星が急速に集積し, 火星が形成したとする理論研究と調和的である (Kobayashi & Dauphas, 2013).

火星の集積時間が年代学が示唆するとおり急速であったとすると, 火星集積の大部分は原始太陽系星雲ガス中で進行した可能性が高い. 太陽系外のいくつかの星雲中で形成されつつある原始星, およびその周辺のガスとダストからなる原始惑星系円盤の年齢観測と (e.g., Haisch, Jr. *et al.*, 2001) と, 隕石およびそれらに含まれている CAI やコンドルールの形成年代幅の分析 (e.g., Kita *et al.*, 2005) から, 原始太陽系星雲の晴れ上がりは CAI の形成から約 2 - 10 Myr 以内に起こったと推定されている. これは上記の火星質量が現在の質量のほぼ 1/2 に達するのに要する時間の推定値よりも長い.

そのような状況下で, 原始火星上には起源の異なる大気成分, すなわち星雲ガス成分および脱ガス成分の双方からなる, 混成型原始大気が形成したと予想される. まず, 原始火星が

月質量サイズ以上に成長すると, 重力的に周囲にある原始太陽系星雲のガス成分 (以後, 星雲ガス成分) の一部を原始大気として捕獲するようになる (e.g, Hayashi *et al.*, 1985). それと同時に, 原始火星が月質量以上に成長すると, 微惑星の衝突速度が ~ 2 km/s 以上になり, 衝突地点の温度十分上昇し (e.g., Senshu *et al.*, 2002), 微惑星の主な含水相と考えられる蛇紋岩等から H_2O をはじめとする揮発性成分が脱ガスし始める. 従って, 衝突により生じるガス成分 (以後, 脱ガス成分と呼ぶ) も原始大気として同時に獲得したはずである.

このような混成型原始大気が形成されると以下のようなことが期待できる. まず, 原始大気に脱ガス成分が加わることにより, 原始大気の平均分子量が増加することに加え, 平均吸収係数も大きくなるため, 保温効果が強くなる. これにより, 集積期の火星上にマグマオーシャンが形成する可能性がある. ちなみに低分子量の星雲ガスのみでは, 火星サイズの惑星の融解を引き起こすような強い温室効果は生じないことが知られている (Hayashi *et al.*, 1979, Ikoma & Genda, 2006). また, 脱ガス大気成分には水蒸気が豊富と考えられ, それがマグマオーシャンに溶解することによって, 火星マントルへの水の分配が説明できる可能性がある.

1.3 本研究の目的

そこで本研究では, 混成型原始大気の熱的構造と脱ガス成分の質量の関係を数値的および理論的に明らかにする. また火星上にマグマオーシャンが形成するかどうかを検討する. そして, 原始火星上にマグマオーシャンが形成する場合, 火星大気-内部間にどの程度の水が分配されるのか定量的に議論することを目的とする. 具体的には, 1) 混成型原始火星大気の熱的構造モデリング, および 2) マントル 大気間の揮発性物質分配モデリングを融合させることにより, 集積期の火星における大気進化と熱史をシミュレートする.

1.4 論文の構成

第 2 章では, 混成型原始大気モデルの概要, 仮定, 数値計算に使用する基本方程式について述べる. 第 3 章では, 数値計算により得られる混成型原始大気の熱的構造について解析する. 続いて第 4 章では, 集積期の火星の熱史および水分配のシミュレーション結果について記述する. ここでは主にマグマオーシャンの形成条件と大気とマグマオーシャン間の水の分配について考察する. 第 5 章では, 第 3 章および 4 章で得られた計算結果に関する考察, 議論を行なう. 最後に, 第 6 章で, 本論文の結論を述べる.

第2章

混成型原始大気モデル

2.1 モデル概要

混成型原始大気は, 起源の異なる 2 層からなると仮定する (図 2.1). 上層は原始太陽系星雲ガス成分, 下層は脱ガス成分からなり, これらガス成分は理想気体として振る舞うものとする. 以下では, 原始太陽系星雲ガスからなる大気層を星雲ガス大気層, 脱ガス成分からなる大気層を脱ガス大気層と呼ぶことにする.

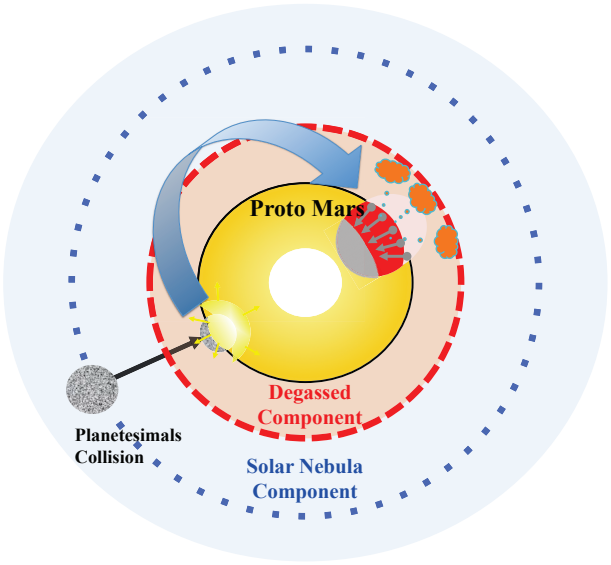

図 2-1: **混成型原始大気モデルの概念図**. 赤色, 青色の斜線部はそれぞれ, 脱ガス大気層, 星雲ガス大気層を示す. 青い矢印は, 微惑星の衝突により, 衝突地点が融解する状態へ移る様子を簡易的に示している.

また, 静水圧平衡が成り立つものとし, 両層は密度差が大きいことから互いに混合しないと仮定する. これら層の境界を組成境界 (Compositional Boundary: CB) と呼ぶことにする. 両層が分離しているとする仮定の妥当性については第 5 章で議論する.

2.2 大気成分

原始太陽系星雲ガス成分は H_2 と He からなり, その量比は太陽組成と等しいと仮定した (Anders & Grevesse, 1989). この場合, 星雲ガス成分の平均分子量は 2.37 である.

多くの先行研究では, 脱ガス成分に主に H_2O と CO_2 からなる酸化的な組成がしばしば仮定されている (e.g., Elkins - Tanton & Seager, 2008, Morris *et al.*, 2012, Erkaev *et al.*, 2014). これは, 単に地球の火山ガスを参考にしているにすぎない. 材料物質中に金属鉄が含まれている場合, 脱ガス成分の酸化還元状態に対して, 金属鉄が重要な役割を果たす. Kuramoto & Matsui (1996) によると, 金属鉄を含む微惑星が高速で衝突した際に放出する脱ガス成分はガス-マグマ-溶融金属鉄間の熱化学反応により決定され, 大気に分配される組成は, H_2, CO, CH_4 といった還元的な分子種に富む. ちなみに金属鉄が含まれていない場合でも還元的な大気が生じる可能性がある. 炭素質コンドライトから脱ガスする分子種は化学平衡状態に達すると還元的になることが理論的に示されている (Hashimoto *et al.*, 2007). これは一見すると, 地球型惑星の現在の大気組成と矛盾しているように見えるかもしれないが, たとえ還元的な大気やマントルが形成されたとしても, それらは集積後の長期的な水素散逸を経て, やがて酸化していくと考えられる (Catling *et al.*, 2001).

揮発性物質の供給源として彗星の集積も考えられるが, 火星隕石中のメルト包有物から推定された火星の初生水の D/H は炭素質コンドライトの D/H 比の値に非常に近いことから (Usui *et al.*, 2012, 2015), 揮発性物質をもたらした集積物質の大半は炭素質コンドライト様物質であった可能性が高い. そこで本研究では, 火星材料物質に 2 成分モデル (Dreibus & Wänke, 1987) を採用し，揮発性物質に富み酸化的な CI コンドライト様物質 35% と, 揮発性物質に枯渇し還元的な E コンドライト様物質 65% の混合物からなると仮定した (表 2-1). また, 集積期を通してこの材料物質が一様に集積する, いわゆる均質集積を仮定した. この場合, 還元剤として振る舞う金属鉄が常に供給されるため, 集積中の脱ガス成分は還元的になると予想できる. 火星材料物質中の H/C 比 (= 5) を与え, 典型的な温度 (2000 K), 圧力 (100 bar) 下での化学平衡を計算したとき, 脱ガス成分の組成は H_2O: H_2: CO: CH_4 = 0.15: 0.45: 0.20: 0.20 となる (Kuramoto, 1997). 本研究では, この組成を標準組成とした.

上記の材料物質組成を与えた場合, 平衡酸素分圧 f_{O_2} は温度, 圧力に依らず, 鉄-ウスタイト緩衝 (IW buffer) における値から $\log_{10} f_{O_2}$ 値でおよそ 1 小さい. この場合, H_2/H_2O

比は平衡圧力や温度にほとんど依存しない一方で, CO/CH_4 比は依存する (図 2.2). ただし, そのような依存性を考慮したとしても, 脱ガス成分の平均分子量は標準組成の場合の 12.4 と大きく変わらない. 具体的には, CO に富む場合の平均分子量は 12.3, CH_4 に富む場合の平均分子量は 12.7 となる. また, 材料物質の組成がわかれば, 材料物質に占める脱

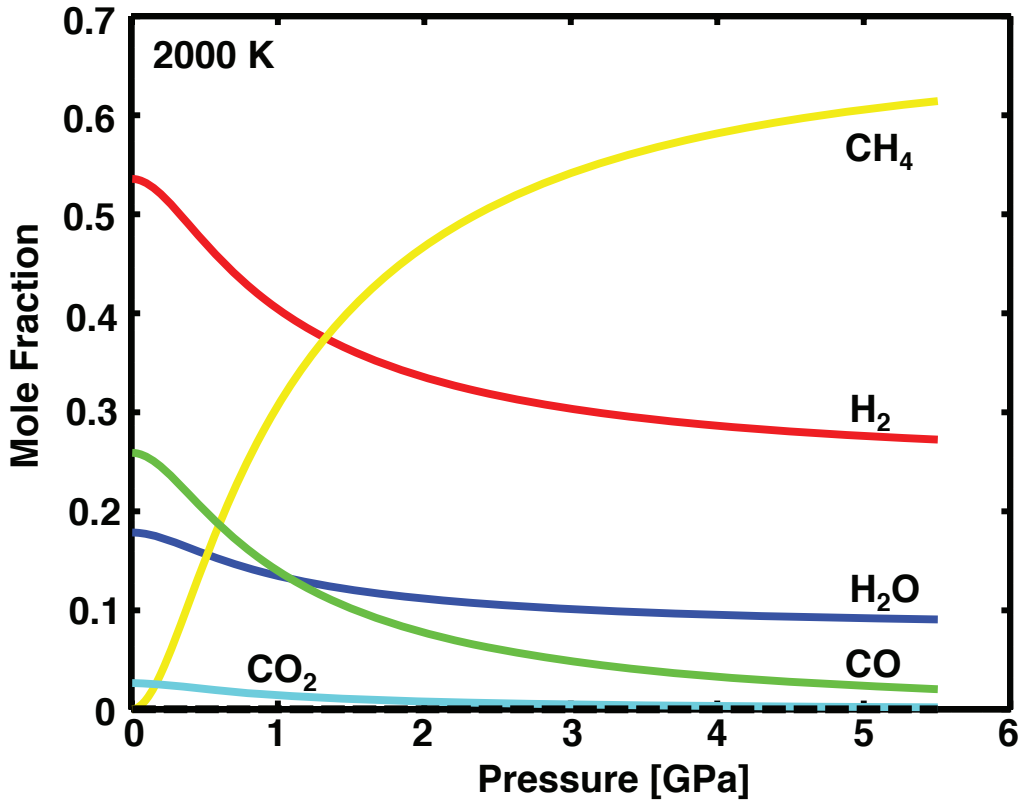

図 2-2: **脱ガス大気成分のモル分率と平衡圧力の関係**. Kuramoto (1997) の熱平衡モデルを簡略化して求めた計算結果.

ガス成分の質量混合比 f_{deg} [wt%] を導くことができる (導出方法については, 付録 A を参照). 標準組成の場合には, $f_{deg} = 4.0$ wt% となる.

2 成分モデルによる火星材料物質の表現は, 火星隕石から推定されている火星マントル中の FeO 量とアルカリ元素等の揮発性親石元素量を制約とするが, 親気性元素である C, H 量については十分な制約条件がないことに注意すべきである. そこで, これらの元素の高い揮発性を考慮し, 標準モデルよりもこれらの含有量が減少している場合も想定して, H と C を標準モデルから減少させた計算も行なう. ただし材料物質中の H_2O/C 比を固定した. その場合の脱ガス成分の化学組成は, 酸素分圧がケイ酸塩と金属鉄間の化学平衡に支

配されているため，基本的に上記のものから変わらない.

表 2-1: 火星のモデル材料物質組成 (単位: mol, Si ≡ 1) (Kuramoto, 1997)

元素	高温還元型成分	低温酸化型成分	火星
Si	≡ 1	≡ 1	1
Mg	1.08	1.08	1.08
Al	0.08	0.08	0.08
Ca	0.06	0.06	0.06
Na	-	0.06	0.021
Ni	0.05	0.05	0.05
Fe	0.90	0.90	0.90
S	-	0.52	0.182
$O^{(1)}$	3.26	3.847	3.465
C	-	0.70	0.245
H	-	3.5	1.245
$O^{(2)}$	-	1.75	0.6125

(1) 低温酸化型成分中の H_2O に含まれる分を除いた O
(2) H_2O に含まれる O

2.3 基本方程式

2.3.1 静水圧平衡の関係

原始大気は次の静水圧平衡の式をみたすものとする,

$$\frac{dp}{dr} = -\frac{GM_p\rho}{r^2} \tag{2.1}$$

ここで p は圧力, r は惑星中心からの距離, ρ は大気の密度, G は重力定数, M_p は原始火星の質量である. ここで, 大気の自己重力は無視した. これは, 大気質量が惑星質量に対して非常に小さいためである. 原始大気の上端は次で表される Hill 半径とした,

$$r_H = \left(\frac{M_p}{3M_S}\right)^{1/3} a. \tag{2.2}$$

ここで, M_S は太陽質量, a は太陽から原始火星までの距離である. 星雲ガスの Hill 圏における原始大気の密度, 温度として, それぞれ 1.1×10^{-7} kg/m^{-3}, 178 K を採用した. これらの値は最小質量円盤モデル (京都モデル) から推定したものである (Kusaka *et al.*, 1970).

次に, Hill 圏からある距離 r までの光学的深さ τ は次のように与えられる,

$$\tau = \int_r^{r_H} \alpha_R dr. \tag{2.3}$$

ここで α_R は Rosseland 平均吸収係数である. $\tau = 2/3$ となる位置を光球面と定義する. 星雲ガス大気層では, H_2 と He 間の衝突誘起吸収 (Richard *et al.*, 2012) を考慮した. 脱ガス大気層では, HITRAN2012 のデータベース (Rothman *et al.*, 2013) を利用し, H_2O, CO, CH_4 の線吸収と H_2 の衝突誘起吸収を考慮した (付録 B 参照).

2.3.2 成層圏の構造

放射平衡にある大気上層を成層圏として定義する. 光学的深さが 2/3 よりも小さい高度では, 成層圏の温度分布は以下のように与えられる,

$$T^4 = T_0^4 + \frac{L}{8\pi r^2 \sigma} \frac{1 + 15\tau/2}{2 + 3\tau/2}. \tag{2.4}$$

ここで, T は大気の温度, T_o は原始火星軌道付近における星雲ガスの背景温度, σ は Stefan-Boltzmann 定数, L は光度である. 上式は Hayashi *et al.* (1979) で与えられる成層圏の温度分布を改良したものである (詳しくは, 付録 C を参照). 一方, 光学的深さが 2/3 以上のとき, 温度分布は以下の拡散近似を用いて決定できる,

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{3L}{64\pi\sigma r^2 T^3} \frac{d\tau}{dr}. \tag{2.5}$$

光度 L, すなわち正味上向きの単時間あたりの放射エネルギー流束は近似的に以下のように与えられる,

$$L = \frac{G M_p \dot{M}_p}{R_p}. \tag{2.6}$$

ここで, R_p は原始火星の半径, $\dot{M}_p$ は原始火星の集積率である. 本研究では, 現在の火星質量 M_M を集積時間で割ったものを集積率とした. 集積時間はパラメータとして 1 Myr から 6 Myr の間で与えた. これらの値は火星隕石の年代学が示唆する集積時間と矛盾のない範囲にある (Dauphas & Pourmand, 2011, Tang & Dauphas, 2014). 脱ガス成分が成層圏に取り込まれる場合, 水蒸気の凝結が起こる可能性がある. 水の凝結が起こり, それにより水蒸気混合比が最も小さくなる高度をコールドトラップ (Cold Trap) という. これより上層の水蒸気の混合比はコールドトラップにおける水蒸気の混合比と等しいと仮定した.

2.3.3 対流圏の構造

放射平衡で決まる温度勾配が断熱温度勾配と等しくなる高度を対流圏界面と定義する. 対流圏界面以下の大気では対流が生じる. このような大気層を対流圏と呼ぶ.

対流圏中で水蒸気が飽和している場合, 温度減率は以下で与えられる擬湿潤断熱減率に従う,

$$\frac{d\ln T}{d\ln p} = \frac{R + \dfrac{f_{\mathrm{H_2O}}}{\sum_i f_i}\dfrac{l}{T}}{\sum_i f_i C_p^i + f_{\mathrm{H_2O}} C_p^{\mathrm{H_2O}} + \dfrac{f_{\mathrm{H_2O}}}{\sum_i f_i}\dfrac{l^2}{RT^2}} \tag{2.7}$$

ここで, R は気体定数, l は水の単位 mol あたりの蒸発潜熱, f_i , C_p^i はそれぞれ非凝結性成分 (H_2, CH_4, CO) のモル分率, 定圧モル比熱である.

水蒸気が未飽和の場合, 温度減率は以下で与えられる乾燥断熱減率に従う,

$$\frac{d\ln T}{d\ln p} = \frac{\Gamma - 1}{\Gamma} \tag{2.8}$$

ここで, Γ は断熱指数であり, 以下で定義される,

$$\Gamma = \frac{\sum_i f_i C_p^i}{\sum_i f_i C_v^i} \tag{2.9}$$

ここで, C_v^i は各分子種 ($i = \mathrm{H_2O}$, $\mathrm{H_2}$, CO, $\mathrm{CH_4}$) の定積モル比熱である. これら分子種の定積, および定圧モル比熱は, JANAF のデーターベース (Chase, 1998) を用いて, 温度 T [K] に関する 5 次式でフィッティングを行なった. 定圧モル比熱の近似式は以下のとおりである.

$$C_p^i = \sum_{j=0}^{5} a_j^i T^j \tag{2.10}$$

各分子種の係数はそれぞれ, 以下のとおりである.

$$\begin{aligned}
a_0^{\mathrm{H_2O}} &= 33.3606176961556 \\
a_1^{\mathrm{H_2O}} &= -4.36217170431445 \times 10^{-3} \\
a_2^{\mathrm{H_2O}} &= 2.19555682503764 \times 10^{-5} \\
a_3^{\mathrm{H_2O}} &= 1.23156058961834 \times 10^{-8} \\
a_4^{\mathrm{H_2O}} &= 2.79810643866731 \times 10^{-12} \\
a_5^{\mathrm{H_2O}} &= -2.31872293158659 \times 10^{-16}
\end{aligned}$$

$$
\begin{aligned}
a_0^{\mathrm{CO}} &= 28.9650930083111 \\
a_1^{\mathrm{CO}} &= -2.10483360249134 \times 10^{-3} \\
a_2^{\mathrm{CO}} &= 1.22104518061019 \times 10^{-5} \\
a_3^{\mathrm{CO}} &= -7.97739043774129 \times 10^{-9} \\
a_4^{\mathrm{CO}} &= 2.03060864356351 \times 10^{-12} \\
a_5^{\mathrm{CO}} &= -1.83286360952097 \times 10^{-16}
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
a_0^{\mathrm{CH_4}} &= 26.4791623720127 \\
a_1^{\mathrm{CH_4}} &= 2.4927127139519 \times 10^{-2} \\
a_2^{\mathrm{CH_4}} &= 4.85841639776103 \times 10^{-5} \\
a_3^{\mathrm{CH_4}} &= -3.93363543787399 \times 10^{-8} \\
a_4^{\mathrm{CH_4}} &= 1.07066026481079 \times 10^{-11} \\
a_5^{\mathrm{CH_4}} &= -1.00002666852276 \times 10^{-15}
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
a_0^{\mathrm{H_2}} &= 27.8457952394778 \\
a_1^{\mathrm{H_2}} &= 2.75040017740014 \times 10^{-2} \\
a_2^{\mathrm{H_2}} &= -1.3384798397982 \times 10^{-6} \\
a_3^{\mathrm{H_2}} &= 1.76044466665957 \times 10^{-9} \\
a_4^{\mathrm{H_2}} &= -6.34809995695408 \times 10^{-13} \\
a_5^{\mathrm{H_2}} &= 7.00025732818919 \times 10^{-17}.
\end{aligned}
$$

ここで与えた各分子種の近似式は, 温度依存性を考慮しない場合の定圧モル比熱の値 ($C_p = \Big(N + 3/2\Big)R$, [N 原子分子の場合]) に比べて, 実測値と精度よく一致している (図 2-3).

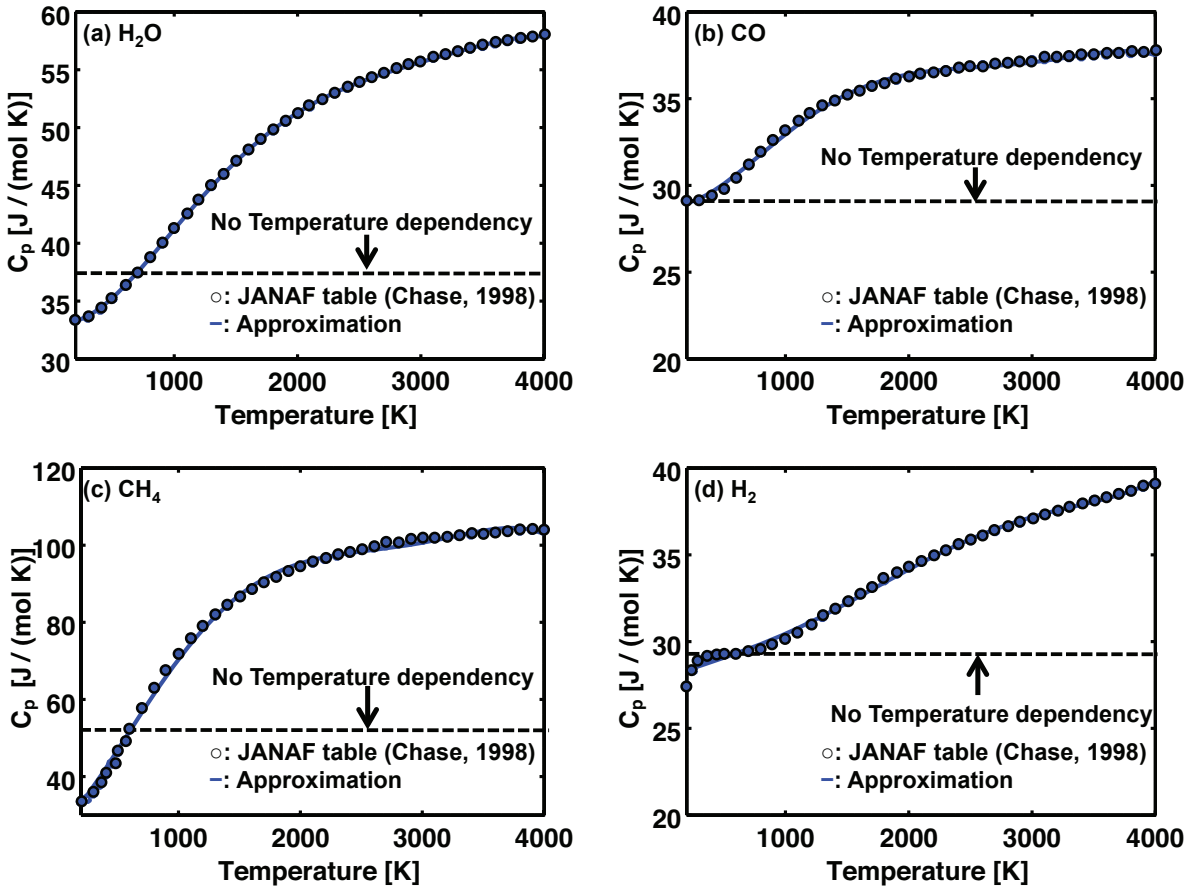

図 2-3: **各分子種の定圧モル比熱の温度依存性**. (a) H_2O, (b) CO, (c) CH_4, (d) H_2. 各図中の実線は, 本研究で用いた近似式, ○ は, JANAF より提供されるデータをプロットしたものを示している, また黒い破線は, 温度依存性を考慮しない場合の定圧モル比熱を示す.

蒸発潜熱の温度依存性は, Clausius-Clapeyron の式と, 以下の飽和蒸気圧の近似式から導出した. ここで, 凝縮相の体積は無視した. $268.15 < T[\mathrm{K}] < 647.26$ の温度範囲には以下の Osborn-Mayers の式を使用した (Osborne & Meyers, 1934),

$$\ln p^*_{H_2O}(T) = \alpha - \frac{\beta}{t} + \frac{\gamma x}{t}[\exp(\delta x^2) - 1] - \epsilon \exp(-\eta y) \tag{2.11}$$

ここで各係数およびパラメータは,

$$\begin{aligned} t &= T + 0.01 \\ x &= t^2 - 293700 \\ y &= (647.26 - T)^{5/4} \\ \alpha &= 24.02141507 \\ \beta &= 4616.9134d0 \\ \gamma &= 3.1934553 \times 10^{-4} \\ \delta &= 2.7550431 \times 10^{-11} \\ \epsilon &= 1.01313744 \times 10^{-2} \\ \eta &= 1.323525911 \times 10^{-2} \end{aligned}$$

で与えられる. 一方, T[K] < 273.16 の温度範囲には以下の Washburn の式を使用した (Washburn, 1924),

$$\ln p^*_{H_2O}(T) = \alpha' - \frac{\beta'}{t} + \gamma' \ln t - \delta' t + \epsilon' t^2 \tag{2.12}$$

ここで各係数およびパラメータは,

$$\begin{aligned} t &= T - 0.05 \\ \alpha' &= -10.666189 \\ \beta' &= 5631.1206 \\ \gamma' &= 8.2312 \\ \delta' &= 3.8614490 \times 10^{-2} \\ \epsilon' &= 2.7749374 \times 10^{-5} \end{aligned}$$

で与えられる.

2.4 マグマに溶解する水の量

原始火星が獲得する大気の保温効果により, 地表面温度が岩石融点を超え始めると地表面が融解しマグマが生じる. マグマが生じると, 大気中の水蒸気の一部はマグマに吸収されると予想される. 他の揮発性成分のマグマへの溶解は, 水蒸気に比べて溶解度が低いため (Kuramoto & Matsui, 1996, Kuramoto, 1997), モデル計算では考慮しない.

大気中の水蒸気が内部に一度取り込まれたら, 集積中は再度脱ガスをしないものと仮定する. すなわち, 内部に取り込まれた分だけ大気質量は減少する. このとき H_2O のみを減少させると, 大気における化学平衡状態は成り立たなくなると考えられるが, 本研究ではモデルの簡単化のため, 水蒸気量の変化に伴う再化学平衡計算を行わなかった. 再化学平衡の効果については考察で触れる.

一般に岩石は複数種の鉱物からなる混合物であるため, 溶け始める温度 (ソリダス温度) T_{sol} と完全に溶けきる温度 (リキダス温度) T_{liq} には幅がある. 本研究では, ソリダス, リキダス温度をそれぞれ以下のように与えた (Abe & Matsui, 1988)

$$\begin{aligned} T_{sol}[\mathrm{K}] &= 1500 \\ T_{liq}[\mathrm{K}] &= T_{sol} + 200. \end{aligned}$$

一般に, ソリダスおよびリキダス温度は圧力, 組成, 含水率に依存するが, 本研究では簡単のため, 一定とおいた.

単位質量あたりの岩石相に溶解する水の質量 M_w [kg/kg] は

$$M_w = \alpha X_{sol} \tag{2.13}$$

と表せる. ここで, α は部分融解度, X_{sol} は単位質量あたりの珪酸塩溶融体 (マグマ) に対する水の溶解度である. Fricker & Reynolds (1968) によると, X_{sol} [wt%] は以下のように表せる,

$$X_{sol} = 2.08 \times 10^{-6} p_{\mathrm{H_2O}}^{0.54}. \tag{2.14}$$

ここで, $p_{\mathrm{H_2O}}$ は水蒸気圧 [Pa] である. また, 部分融解度 α は以下のように与えた,

$$\alpha = \begin{cases} 1, & \text{for } (T_s > T_{liq}) \\ \dfrac{T_s - T_{sol}}{T_{liq} - T_{sol}}, & \text{for } (T_{sol} < T_s < T_{liq}) \\ 0, & \text{for } (T_s < T_{sol}). \end{cases} \tag{2.15}$$

ここで, T_s は地表面温度である.

第3章

原始大気の熱的構造

3.1 組成境界高度と地表面温度の関係

原始大気の熱的構造に対する脱ガス成分の質量の依存性を明らかにするために, 組成境界の高度をパラメータとして, 地表面温度の変化を調べた. ここでは脱ガス大気の質量は可変とし, 惑星中心から組成境界高度までの距離を R_{CB} とおいた. R_{CB} の取りうる範囲は $R_p < R_{CB} < r_H(\sim 350R_p)$ である. このとき, 脱ガス成分の質量 M_{deg} は次式で与えられる,

$$M_{deg} = \int_{R_p}^{R_{CB}} 4\pi r^2 \rho dr. \tag{3.1}$$

図 3-1 は, 様々な組成境界高度をとった場合の, 大気の熱的構造を示している. 惑星質量, 集積時間はそれぞれ現在の火星質量, 1 Myr とした. 図中の○は組成境界の位置を示している. 星雲ガス成分のみで構成される原始大気の場合 ($R_{CB} = R_p$), 地表面温度は 700 K を超えない. これは, 星雲ガス大気の平均分子量が小さいことに起因している. この結果は, Hayashi *et al.* (1979) の星雲ガス原始大気モデルで論じられた火星サイズの惑星が取りうる地表面温度と基本的には一致している. 図 3-1 からわかるとおり, 組成境界高度が高くなればなるほど, 地表面温度も上昇する. このような特徴は, 星雲ガス成分に比べて, 脱ガス成分の平均分子量や平均吸収係数が大きいために現れる.

図 3-2 は惑星質量を $M_p = M_M$ に固定した場合の組成境界高度と地表面温度の関係を示している. 各曲線は, 集積時間が 1 Myr, 3 Myr, 6 Myr の場合を示している. 図に示されているように, 地表面温度は組成境界高度が高くなるほど上昇する一方で, 集積時間にはほとんど依存していない. このような振る舞いは以下のように理解できる.

まず, 脱ガス成分の吸収係数は大きいため, 脱ガス成分の質量の大部分は高温で乾燥した

対流領域に存在する．この場合, 式 (2.1), (2.8) より, 地表面温度 T_s は組成境界高度 R_{CB} と組成境界における温度 T_{CB} を用いて以下のように近似できる,

$$T_s = \frac{GM_p\mu m_H}{k_B}\Big(\frac{\Gamma-1}{\Gamma}\Big)\Big(\frac{1}{R_p}-\frac{1}{R_{CB}}\Big)+T_{CB}. \tag{3.2}$$

ここで μ は脱ガス成分の平均分子量, m_H は水素原子質量, k_B はボルツマン定数である．図 3-1 からもわかるとおり, T_{CB} はほぼ星雲ガス温度 T_0 を保っている．すなわち, 惑星質量を固定した場合, 地表面温度は組成境界の位置に強く依存し, 集積時間にはあまり依存しないということがわかる．

式 (3.2) に典型的な物理パラメータを代入すると T_s は

$$\begin{aligned} T_s[\mathrm{K}] &= \frac{GM_p\mu m_H}{k_B R_p}\Big(\frac{\Gamma-1}{\Gamma}\Big)\Big(1-\frac{R_p}{R_{CB}}\Big)+T_{CB} \\ &\cong 4300\times\Big(1-\frac{1}{r_{CB}}\Big)+T_{CB} \end{aligned}$$

と表せる．ここで, $r_{CB}=R_{CB}/R_p$, $(1<r_{CB}<350)$ である．また, 典型的な値として, $\mu=12.4$, $(\Gamma-1)/\Gamma=0.23$ を用いた．

図 3-3 は, 組成境界高度を変えた場合の対流圏界面と組成境界の位置関係を示している．このとき, 惑星質量を現在の火星質量, 集積時間を 1, 3, 6 Myr とした．組成境界高度を大きくとった場合には, 対流圏界面の高度は組成境界高度よりも小さいことがわかる．組成境界高度を Hill 半径から地表面に向けて徐々に下げていくと, それにともない対流圏界面の高度も下がるが, 減少がゆるやかなため, やがて組成境界高度に一致するようになる．このときの材料物質の脱ガス成分混合比を f_{cr} とおく．集積時間が 3, 6 Myr のときの f_{cr} はそれぞれ 0.16 wt%, 0.30 wt% である．集積時間が 1 Myr のとき, f_{cr} は存在しない．このように, 集積時間が短いほど, f_{cr} の値は小さくなる．これは, 集積時間が短いほど大気全体が加熱膨張の効果が大きくなり, 結果として大気の密度が全体的に減少することで, 大気の光学的深さが小さくなり, 対流圏界面の高度が下がるためであると考えられる．

材料物質の脱ガス成分混合比 f_{deg} が f_{cr} を下回ると, 組成境界と対流圏界面の位置が逆転する, すなわち星雲ガス大気層の下部が対流圏に取り込まれる可能性がある．この場合, 星雲ガス成分と脱ガス成分は対流により混合する可能性がある．つまり, 未混合の仮定は成り立たない可能性がある．一方, $f_{deg}>f_{cr}$ のとき, 組成境界は対流圏界面よりも上層の成層圏にある．この場合, 星雲ガス大気層と脱ガス大気層の対流による混合は起こらない考えられる．

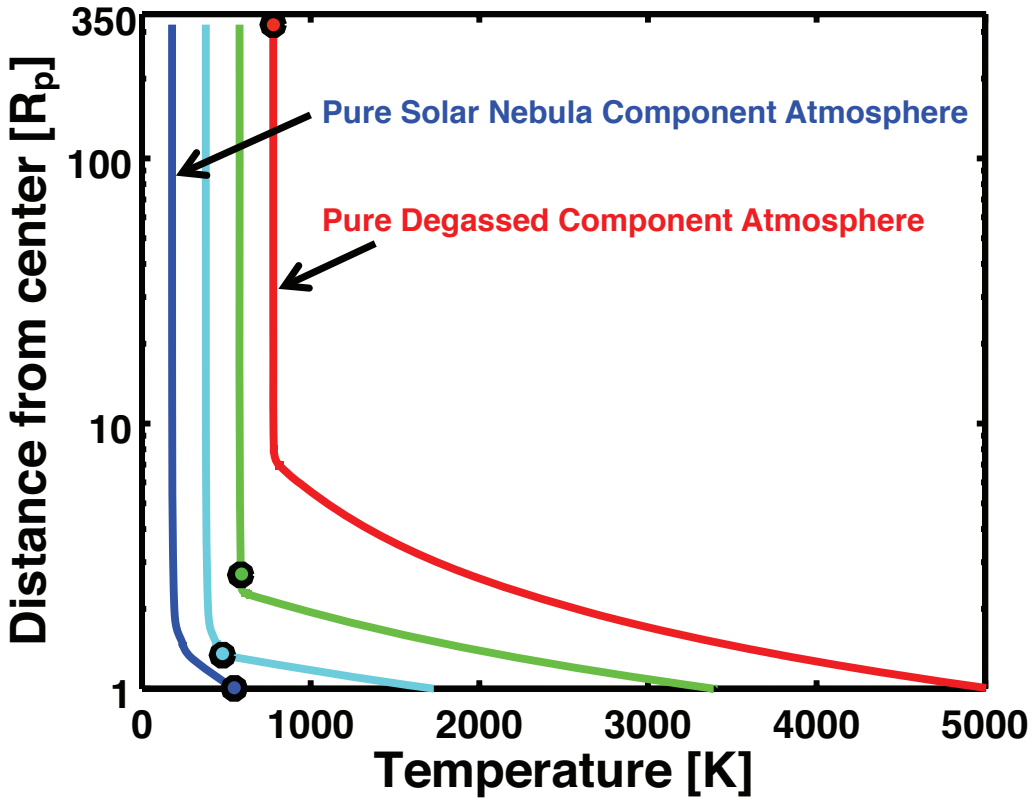

図 3-1: **組成境界の位置を変化させた場合の鉛直温度分布**. 惑星質量は現在の火星質量と等しいとした. 各曲線上の ○ はそれぞれ組成境界の位置を示している. 大気上端の温度は組成境界の位置にほとんど依らない. 大気の熱的構造を見やすくするため, 青色以外の各曲線はそれぞれ 200K ずつ高温側へ平行移動させている.

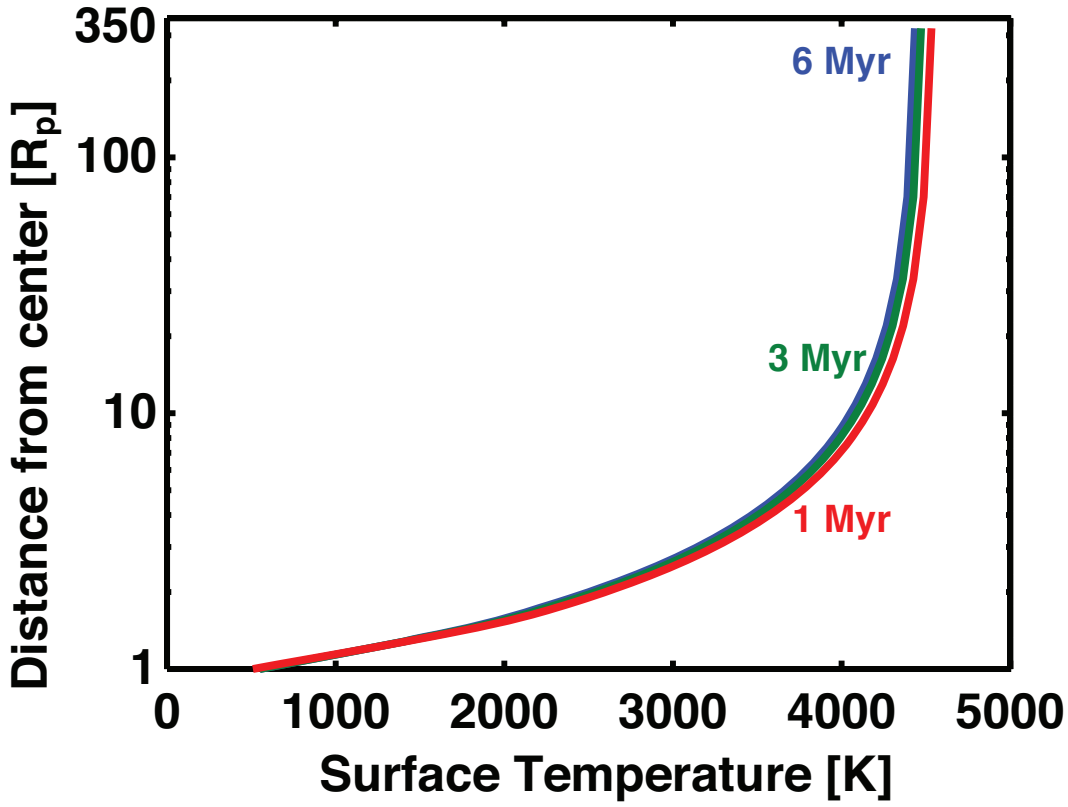

図 3-2: **組成境界高度と地表面温度の関係**. それぞれの曲線は集積時間を 1 Myr (赤), 3 Myr (黄緑), 6 Myr (青) とした場合を示している. 惑星質量は現在の火星質量とした.

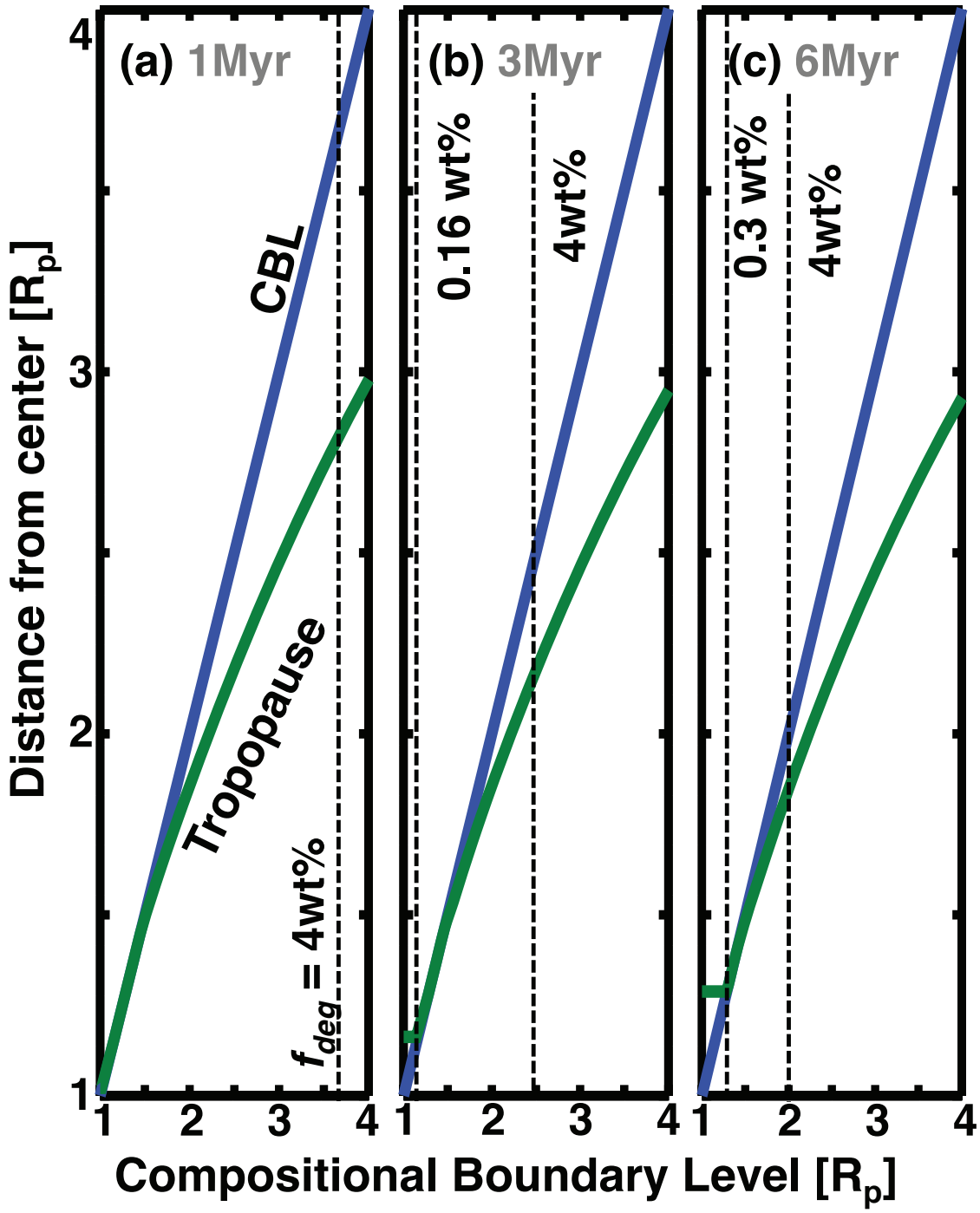

図 3-3: **組成境界高度と対流圏界面の関係**. 青の実線は組成境界高度, 緑の実線は対流圏界面高度を表している. 惑星質量は現在の火星質量とした. (a)∼(c) はそれぞれ, 集積時間が 1 Myr, 3 Myr, 6 Myr の場合を示している. また, 黒の破線はそれぞれ, 左から $f_{deg} = f_{cr}$ および 4.0 wt% のときの組成境界高度を示す.

3.2　保有できる脱ガス大気層の質量限界

仮に無尽蔵に脱ガス成分を原始火星に供給することができたとすると, Hill 圏は完全に脱ガス成分で満たされるであろう. Hill 圏を完全に脱ガス成分で満たした状態に, さらに脱ガス成分が加わえた場合, 大気は惑星間空間へ流出すると考えられる. 組成境界を Hill 半径に設定することで, 惑星が保有できる脱ガス成分の最大質量 (質量限界) を求めることができる.

図 3-4 は集積時間を 1, 3, 6 Myr に変化させ, 惑星質量の関数として脱ガス大気層の質量限界を示している. 図 3-4 を見てわかるとおり, 惑星質量が増加するに従って, 質量限界値も増加する. これは惑星の重力が大きくなることで, 多量のガスを重力的に束縛できるようになることを意味している. 特に, 惑星質量が現在の火星質量に近づくと, 質量限界はほぼ惑星質量に匹敵する値をもつようになる. この場合は, 大気による自己重力が無視できるとした当初の仮定が成り立たなくなることに注意する必要がある. ただし, 次章以降の熱史の計算では, このような大質量の脱ガス成分を保有するような極端な状況は生じない.

また, 集積時間が短いほど, 質量限界値は減少する傾向が見て取れる. これは, 集積エネルギーフラックスの値が大きくなると, 大気全体が加熱により膨張するためである. 図 3-5 は組成境界高度と惑星質量の関係を示している. 惑星材料物質単位質量あたり 4.0 wt% の脱ガス成分が大気に付加される場合には, 集積初期段階において質量限界を超える脱ガス成分が供給されることになる. 図 3-5 を見てわかるとおり, このときの組成境界高度は Hill 半径に一致しており, 質量限界を超えて供給された脱ガス成分は宇宙空間へ流出すると考えられる.

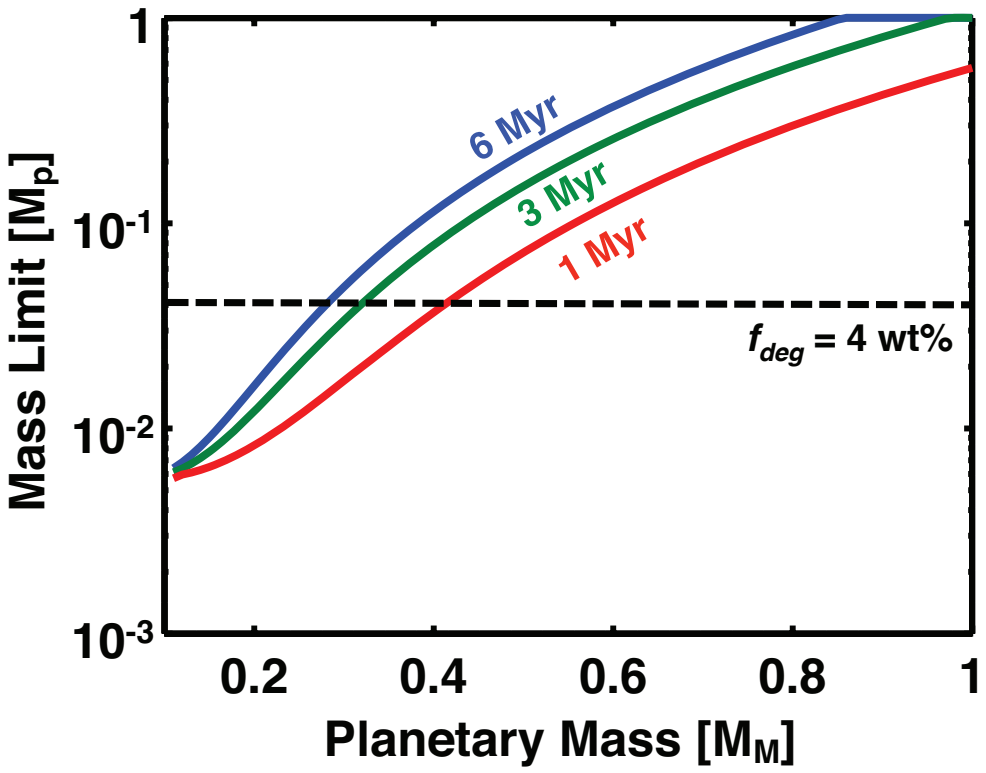

図 3-4: **集積中の火星の脱ガス大気層の質量限界の進化**. それぞれの曲線は集積時間を 1, 3, 6 Myr として与えた場合を示している. 黒の破線は $f_{deg} = 4.0$ wt% を示す.

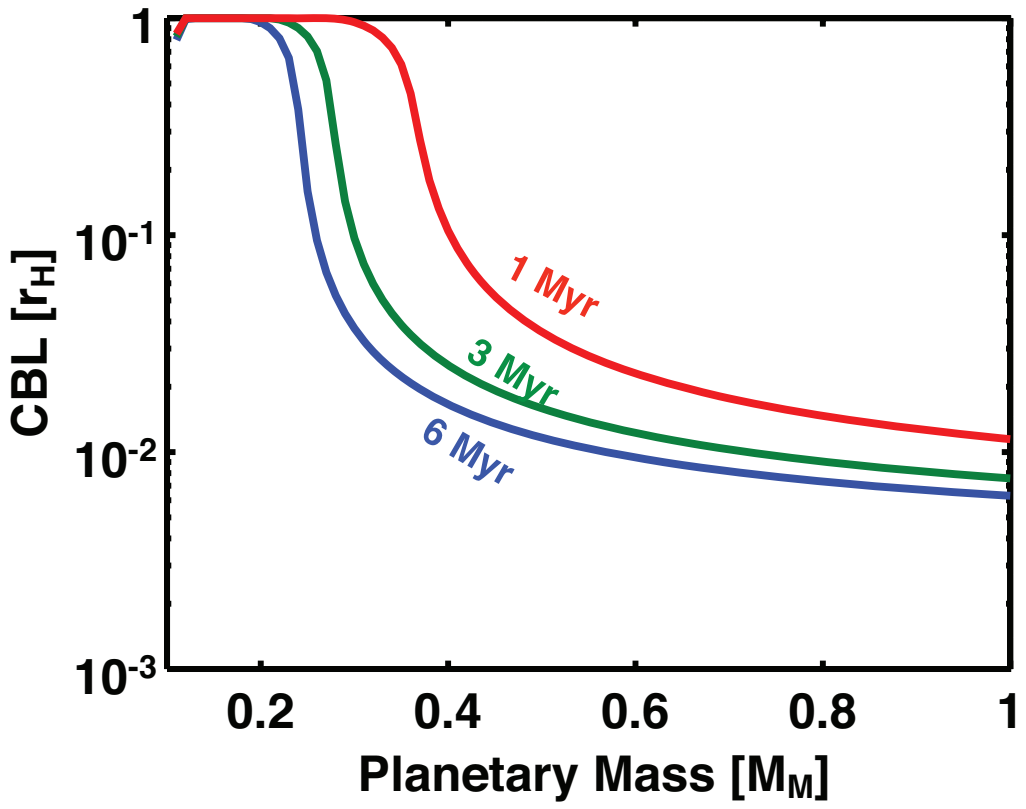

図 3-5: **組成境界高度の進化**. 縦軸は組成境界高度を Hill 半径で規格化した値, 横軸は惑星質量を現在の火星質量で規格化した値を示している. それぞれの曲線は集積時間 1 (赤), 3 (緑), 6 Myr (青) の場合を表している. 質量限界を超えた量の脱ガス成分が供給される場合, 組成境界は Hill 半径に一致する.

第4章

集積期の火星の熱史と水分配

4.1 脱ガス大気の成長と火星の熱進化

材料物質中の揮発性成分の含有量を与えることで, 脱ガス大気の成長と集積中の火星の熱進化を推定することが可能となる. 各成長段階の火星の地表面温度は, 集積加熱率と釣り合う光度における原始大気の平衡熱構造により近似する.

脱ガス大気の質量は, 単位質量あたりの脱ガス成分の質量混合比, 各成長段階における質量限界, および水の内部への分配量により決定される. ここでは, 脱ガス成分の質量混合比を 4 wt% とし, 原始火星を 0.01 火星質量づつ成長させた. また火星質量が最終質量の 1/10 以上に成長すると衝突脱ガスが起こると仮定した. 地表面温度がソリダス温度を超えた場合, 大気中の水蒸気量に応じてマグマへ水が溶解する. このとき, 大気と水を交換する表面岩石質量は, 1 ステップ当たりの火星質量の増分である 0.01 火星質量とした. 一度溶解した水は内部に固定されると仮定し, 大気質量は, 内部に溶解する水蒸気質量分だけ減少させる.

図 4-1 は, 集積時間にそれぞれ 1, 3, 6 Myr を与えた場合の脱ガス大気の成長過程を表している. 地表面気圧は, 惑星質量が増加するほど高圧になる. また集積時間が短いほど低くなる傾向が見て取れる. これは, 先にも述べたとおり, 集積エネルギーフラックスが大きくなると, 大気全体が加熱膨張するためである.

図 4-2 は, これに対応するの火星の熱進化を表している. 図を見てわかるとおり, ∼0.2 火星質量を超えたあたりから, ソリダス温度に達する. そして, ∼ 0.3 火星質量以上に成長すると, リキダス温度を超える. 集積初期段階では, 地表面温度は, どの集積時間の場合もほぼ同じ値をとる. これは, 惑星質量が ∼ 0.2 火星質量に成長するまでの間, 原始火星へ質量限界を超えた脱ガス成分が供給され, Hill 圏が完全に脱ガス成分で満たされるためである (図 3-5). 前で述べたように, 組成境界を Hill 半径で固定した場合の地表面温度は集積

時間にほとんど依らない. 惑星質量が大きくなり, 供給される脱ガス成分のすべてを保有できるようになると, 集積時間により組成境界高度の進化が異なるため, それぞれ異なる熱進化を示すようになる.

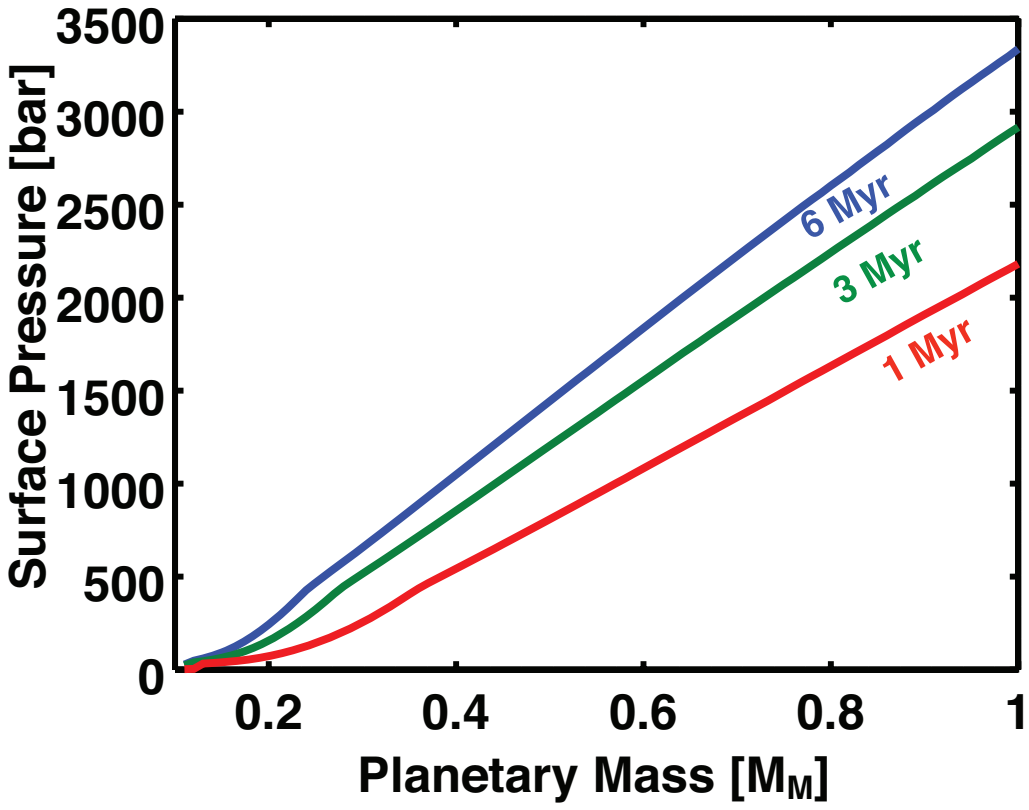

図 4-1: **脱ガス大気の成長過程**. 各曲線は 1 (赤), 3 (緑), 6 Myr (青) の場合を表している.

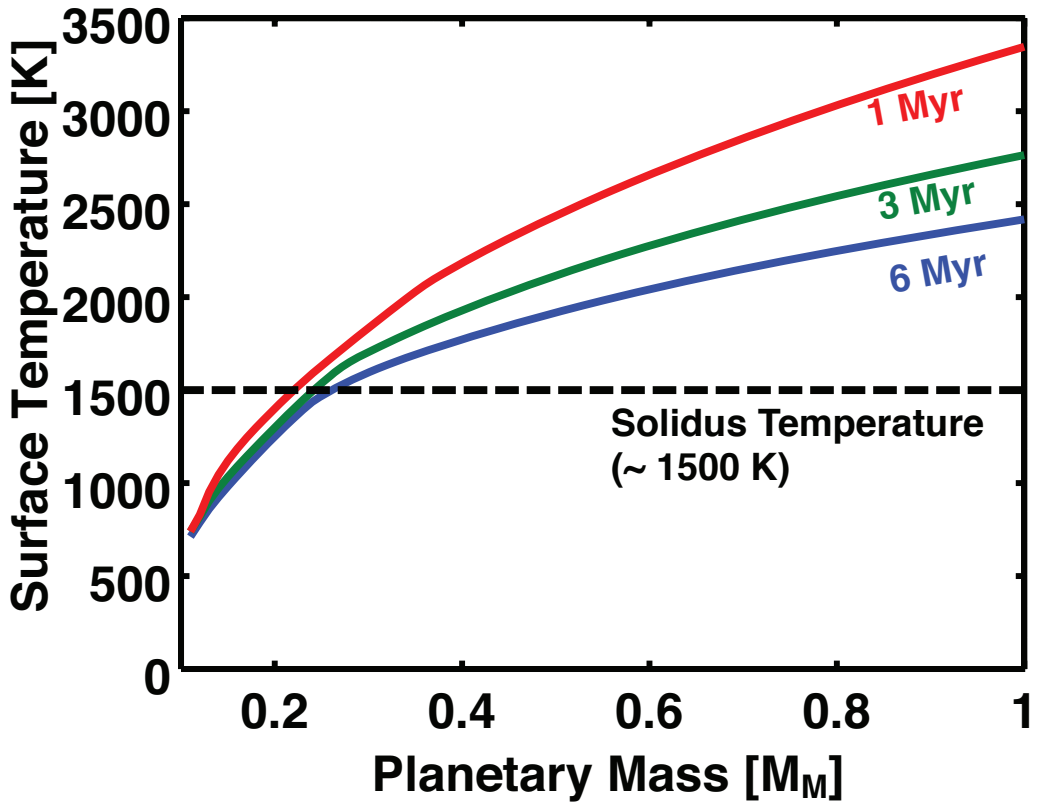

図 4-2: **原始火星の熱進化**. 各曲線は 1 (赤), 3(緑), 6 Myr (青) の場合を表している. 黒の破線はソリダス温度を指す.

4.2 水の分配

図 4-3 は, 原始火星の大気と内部に分配される水の質量の進化を表している. 集積時間には 6 Myr を与えた. マグマオーシャンが形成されると大気に分配される水の量は集積完了時までほとんど一定の値をとるようになる. 大気に分配されなかった分, 水は内部に分配される. 今回のモデルでは, 大気へ分配される水の質量は $\sim 6 \times 10^{20}$ kg, 内部に分配される水の質量は $\sim 4 \times 10^{21}$ kg と, 火星に供給される水の 80% 以上が内部に分配されることがわかった.

次に集積時間に対する水の分配量の依存性について議論する. 図 4-4, 4-5 は集積時間に

$1 \sim 6$ Myr を与えた場合の大気および内部に分配される水の質量の進化を示している. 大気, および内部に分配される水の質量は, 集積時間にほとんど依らず, 集積最終段階ではほぼ同量の水が分配されることがわかる. この理由は, 脱ガス成分中の水蒸気のほとんどすべてがマグマオーシャンに溶解した状態になっているためである.

水蒸気の大部分がマグマに吸収されると仮定すると, このときの平衡水蒸気圧 p_{eq} [bar] は, マグマへの水の溶解度を表す式 (2.14) と材料物質中の脱ガス成分の混合比 f_{deg} を用いることで次式のように表される,

$$p_{eq}[\mathrm{bar}] = \left(\frac{f_{deg}}{2.08 \times 10^{-6}} \frac{m_{\mathrm{H_2O}}}{m_{deg}} f_{\mathrm{H_2O}}\right)^{1/0.54} \times 10^{-5}. \tag{4.1}$$

ここで, $m_{\mathrm{H_2O}}$ は水の分子量, m_{deg} は脱ガス成分の平均分子量 (本モデルの典型的な値として $\cong 12.4$ を採用), $f_{\mathrm{H_2O}}$ は水のモル分率 ($= 0.15$), $f_{deg} = 4.0$ wt% である. 式 (4.1) にこれら物理パラメータを代入し, p_{eq} について解くと,

$$p_{eq} \quad \cong \quad 51[\mathrm{bar}] \tag{4.2}$$

を得る. 大気中の水蒸気圧は, どの集積時間においても, 集積最終段階では p_{eq} に近づいている (図 4-6).

図 4-6 を見てわかるとおり, 集積時間が長いほど, 集積中の大気中の水蒸気圧は高くなる傾向がある. これは, 集積エネルギーフラックスが相対的に低いため, 大気の加熱による膨張と宇宙空間への流出が抑えられるためである. 集積時間による水蒸気圧 $p_{\mathrm{H_2O}}$ の増減の振る舞いの違いは, p_{eq} に対して, マグマオーシャンが形成するまでに獲得できる水蒸気圧 $p_{\mathrm{H_2O}}$ が高いか低いかによる. マグマオーシャンの形成開始時に $p_{\mathrm{H_2O}} > p_{eq}$ であった場合, 衝突脱ガスによって新たに供給される水蒸気質量よりも多くの水蒸気が内部に分配されるため, 結果として, $p_{\mathrm{H_2O}}$ は減少する. 開始時に $p_{\mathrm{H_2O}} \cong p_{eq}$ だった場合, 新たに供給される水蒸気質量と内部に分配される水蒸気質量がほぼ等しい状態になるため, その後も $p_{\mathrm{H_2O}}$ は一定に保たれる. 開始時に $p_{\mathrm{H_2O}} < p_{eq}$ であった場合, 内部に分配される水蒸気の質量が新たに供給される水蒸気の質量よりも少ないため, 次第に $p_{\mathrm{H_2O}}$ は増加する.

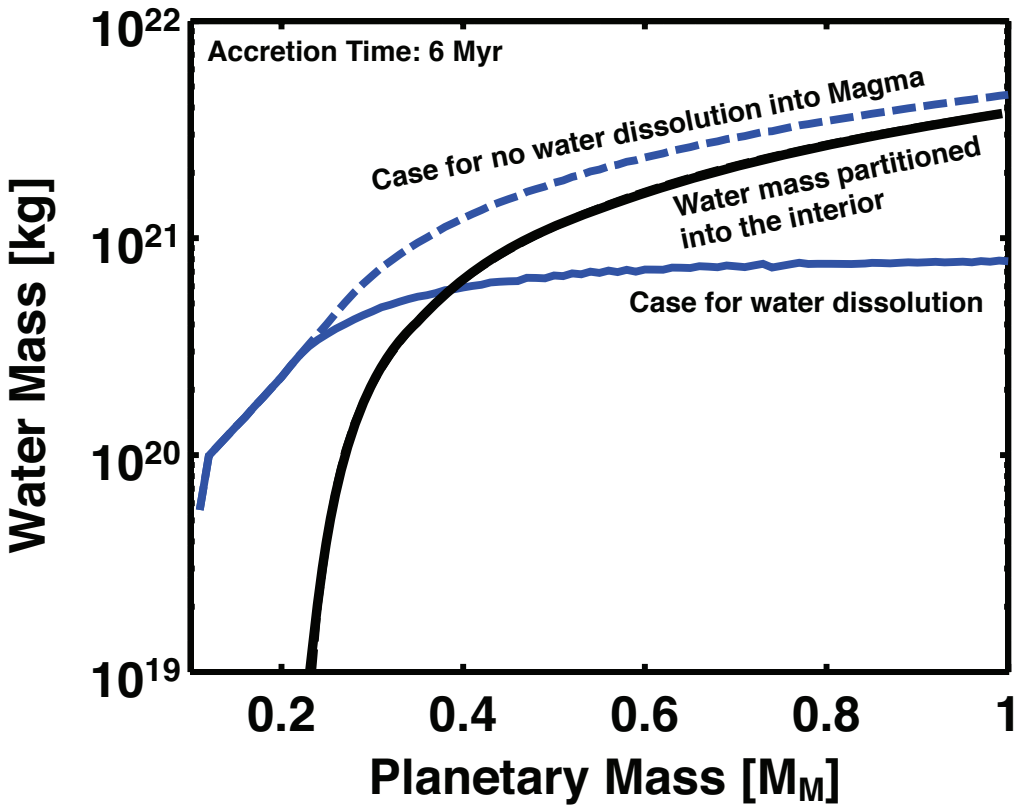

図 4-3: **大気および内部に分配される水の質量の進化**. 集積時間を 6 Myr とした. 青の破線は, マグマの水の吸収を考慮しない場合に大気に分配される水の質量, 青の実線は, マグマの水の吸収を考慮した場合の大気に分配される水の質量を, 黒線は内部に分配される水の質量を示す.

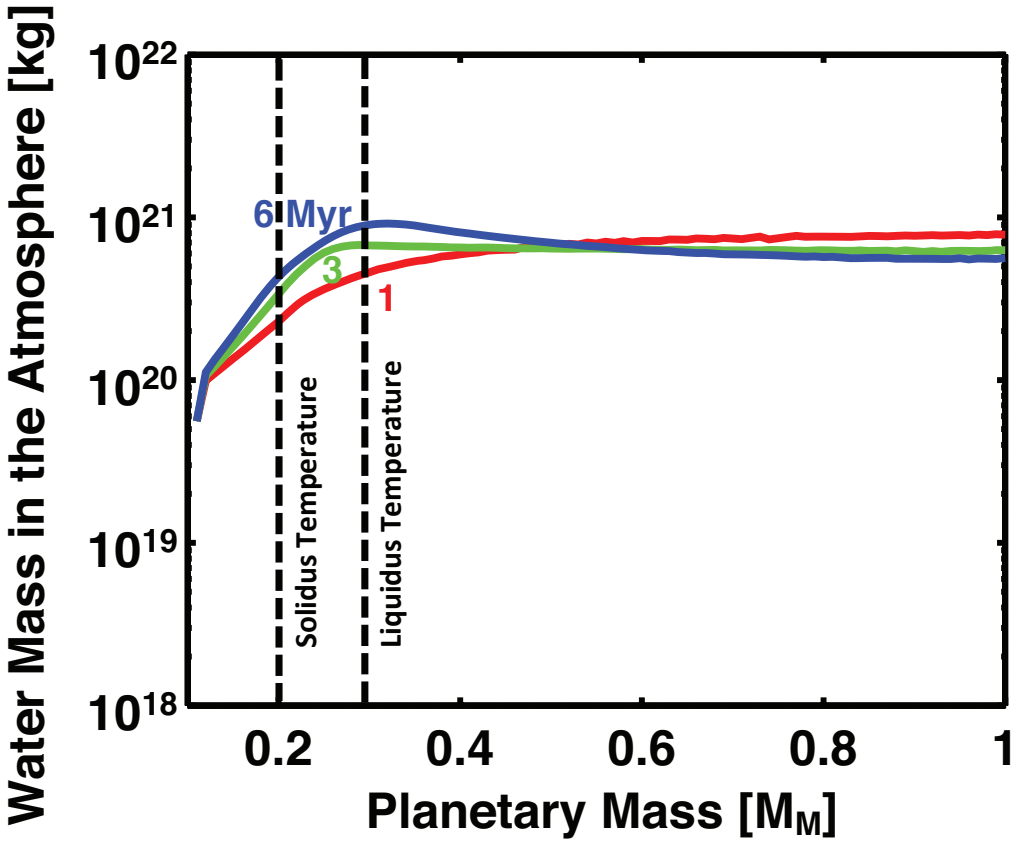

図 4-4: **異なる集積時間を与えた場合の大気に分配される水の質量の進化**. 大気に分配される水の質量を惑星質量の関数として示す. 集積時間は 1, 3, 6 Myr を与えた. 黒い破線は左から, ソリダス, リキダス温度に達するときの惑星質量の目安を表している.

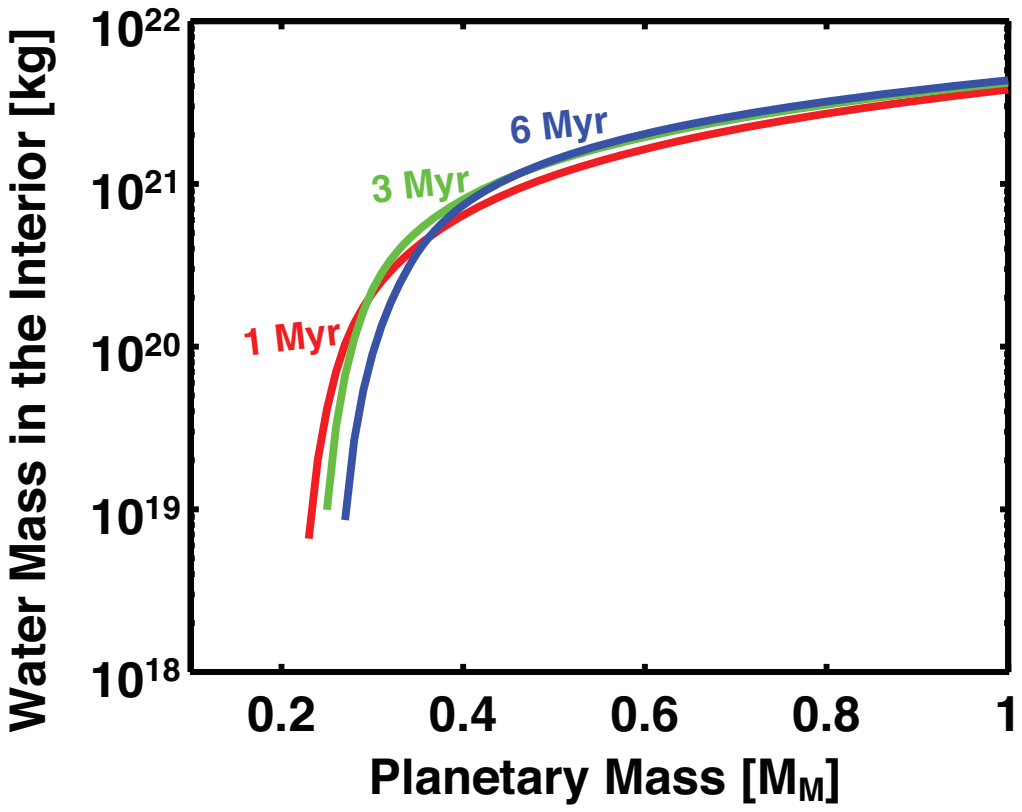

図 4-5: **異なる集積時間を与えた場合の内部に分配される水の質量の進化**. 内部に分配される水の質量を惑星質量の関数として示す. 集積時間は 1, 3, 6 Myr を与えた.

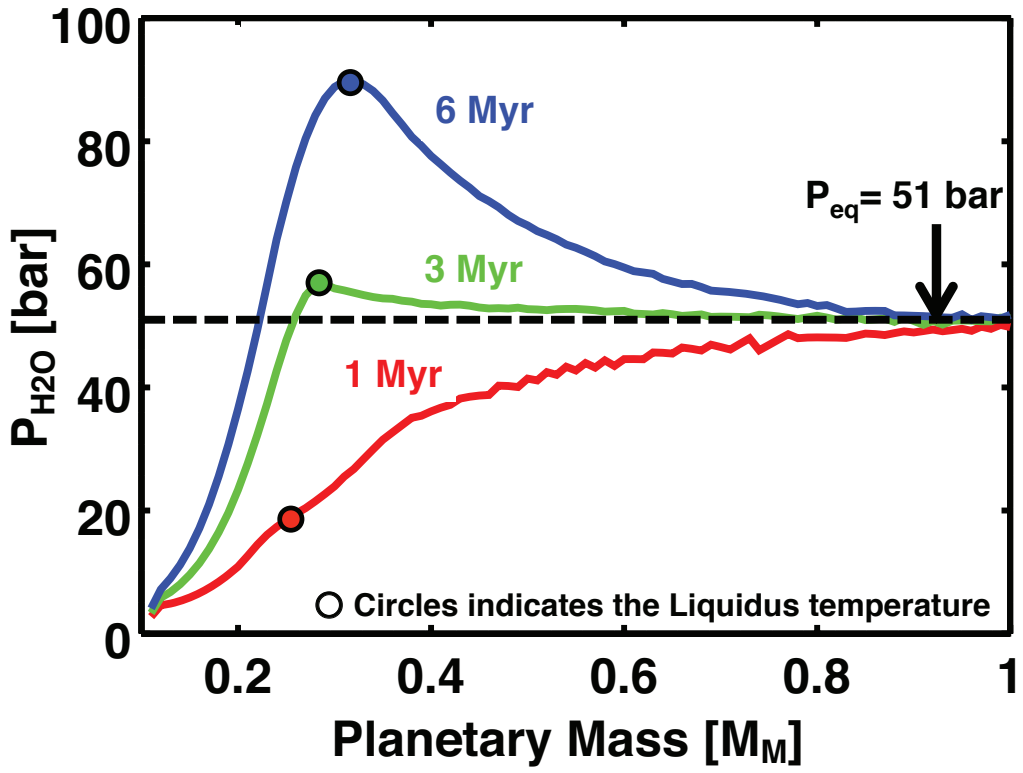

図 4-6: **大気中の水蒸気圧の進化**. 大気中の水蒸気圧を惑星質量の関数として表した. 集積時間は 1, 3, 6 Myr を与えた. 破線は平衡水蒸気圧 p_{eq} [bar] を示す. また, 図中の ○ はそれぞれ, リキダス温度に達したときの水蒸気圧, 惑星質量の値を示す.

第5章

議論

5.1 混成型原始大気の仮定の妥当性

ここまで, 星雲ガス大気層と脱ガス大気層の 2 層は互いに混合しないと仮定し, 議論をすすめてきた. しかし実際には, 対流, 分子拡散, 渦拡散, 微惑星衝突による Vapor Plume 等によって両大気層は混合する可能性がある. 本節では, 混成型原始大気の仮定の妥当性について検討する.

まず, 対流による混合について考える. 前章でも述べたとおり, 現在の火星質量を仮定した場合, 集積時間にも多少はよるものの, 材料物質中の脱ガス成分の混合比 0.3 wt% 以上の脱ガス成分を与えたときは, 組成境界は常に成層圏に位置するため (図 3-4), 対流による混合は起きない. これは惑星質量が小さい場合でも同様のことがいえる.

次に, 分子拡散による混合について考える. 分子拡散により, 両大気層が混合するタイムスケールを見積もる. ただし, 簡単のため, 考える系では, 乱流は考慮しない. 脱ガス成分が星雲ガス大気層に混合する場合と, 星雲ガス成分が脱ガス大気層に混合する場合のタイムスケールをそれぞれ見積もる. 一般に分子の平均自由行程を λ, 衝突間の平均時間を t_{col}, 熱運動速度を v とすると, 拡散係数 D_m はおおむね, $\lambda^2/t_{col} \cong \lambda v$ で評価できる. この拡散係数 D_m と十分な混合に必要な拡散距離 H を与えることによって, 分子拡散のタイムスケール H^2/D_m を推定することができる. 脱ガス成分が星雲ガス大気層全体に分子拡散するタイムスケールを t_{deg}, 星雲ガス成分が成層圏内の脱ガス大気層に分子拡散するタイムスケールを t_{neb} とすると, それぞれ以下で与えられる.

$$t_{deg} = \frac{(r_H - R_{CB})^2}{v_{deg}\lambda_{deg}} \tag{5.1}$$

$$t_{neb} = \frac{(R_{CB} - R_{tr})^2}{v_{neb}\lambda_{neb}}. \tag{5.2}$$

ここで, 添字 deg を付した物理量は, 脱ガス成分のそれを指し, neb を付した物理量は, 星雲ガス成分のそれを指す. また, R_{tr} は対流圏界面の惑星中心からの距離である. λ_i, v_i は,

$$\lambda_i = \frac{1}{4\pi r_0^2 n} \tag{5.3}$$

$$v_i = \left(\frac{3kT}{m_{ave}}\right)^{1/2} \tag{5.4}$$

で与えられ, r_0 は平均分子半径, T および n は組成境界高度における温度と数密度, m_{ave} はそれぞれの大気層の平均分子量である. ここでは, 分子半径の値として, 2×10^{-10} m を与えた.

図 5-1 は, 集積時間を 1, 3, 6 Myr として与えた場合の分子拡散のタイムスケール t_{deg}, t_{neb} の時間進化を示している. 材料物質中の脱ガス成分の混合比を 4.0 wt%, 脱ガス成分は標準組成とした. 図 5-1 を見てわかるとおり, 星雲ガス成分が脱ガス大気層へ拡散するタイムスケール t_{neb} は集積時間よりも短い傾向にある. 星雲ガス成分の大部分が水素からなることから, 脱ガス成分由来の水素と星雲ガス成分由来の水素の交換が一定程度起こる可能性がある. 対流圏も含めてどの程度の水素交換が起こり得るのかを見るために, 両者の水素が完全に交換されるタイムスケール t_{ex} を見積もる. まず星雲ガス大気層から脱ガス大気層への水素の流入フラックス F_{diff} [kg m^{-2}s^{-1}] は

$$F_{diff} \fallingdotseq \rho_{CB} \frac{R_{CB} - Rtr}{t_{neb}} \tag{5.5}$$

と表せる. ここで ρ_{CB} は組成境界における星雲ガス大気層の密度である. 脱ガス大気層への水素流入率は $4\pi R_{CB}^2 F_{diff}$ であるので, この値で脱ガス大気層の全 H_2 質量を割れば, 交換に要するタイムスケール t_{ex} が得られる.

$$t_{ex} = \frac{M_{H_2}}{4\pi R_{CB}^2 F_{diff}}. \tag{5.6}$$

ここで, M_{H_2} は脱ガス成分由来の水素質量である. 典型的な値として, $\rho_{CB} = 10^{-5}$ kg m^{-3}, $M_{H_2} = 10^{21}$ kg, $R_{CB} = 2R_M$, $(R_{CB} - R_{tr}) = 0.5R_M$ をそれぞれ与えると,

$$\begin{aligned} t_{ex} &= \frac{M_{H_2}}{4\pi \rho_{tr} R_{CB}^2 (R_{CB} - R_{tr})} t_{neb} \\ &\cong 10^5 t_{neb} \end{aligned} \tag{5.7}$$

となる. 式 (5.7) を見てわかるとおり, 両大気層の水素が完全に入れ替わるタイムスケールは t_{neb} のおよそ 10^5 倍と非常に長い. したがって, 集積中に両層の水素の交換は限定的である.

その一方で, 脱ガス成分が星雲ガス大気層へ拡散するタイムスケールは, 集積初期段階 ($\sim 0.3M_M$) では, 1 Myr よりも短いが, 集積中盤以降は 1 Myr よりもはるかに長い. 集積初期段階にこのタイムスケールが短い理由は, 組成境界が Hill 半径に一致し, 拡散距離が 0 となるためである. ただしこの場合は，過剰に供給された脱ガス大気成分が Hill 圏外へ流出するとするとしており，外側への拡散を考慮しても脱ガス大気成分の質量進化への影響は限定的と考えられる. これらの考察から, 分子拡散による混合は大きく計算結果を変えることはないと考えられる.

次に, 渦拡散による混合について考える. 本モデルでは, 星雲ガス大気層に比べて脱ガス大気層は数倍平均分子量が大きい. このような大きい安定密度成層があるときには, 上下方向の運動は著しく抑制されると考えられる. ただし, 渦運動の励起源など不明な点が多いため, その定式化は現時点では難しい.

最後に微惑星衝突による Vapor Plume 形成の可能性について考える. Vapor Plume とは, 微惑星等のインパクターが高速で衝突することで発生する解放エネルギーにより形成する, 岩石蒸気やその他揮発性物質が上空まで巻き上げられる高温の蒸気塊のことである. 一般に Vapor Plume が形成するには, 衝突速度が ∼15 km/s ほど必要であると考えられている (Melosh, 1989). 火星はランダム速度の小さい直径 ∼10 km ほどの微惑星が急速に集積してできたと考えられているため (Kobayashi & Dauphas, 2013), 衝突速度は数 km/s 程度であり, 結果として Vapor Plume は形成しない可能性が高い.

これらを総合すると, 本研究で想定するような成層した混成型原始大気が形成する可能性は十分に高いと考えられる.

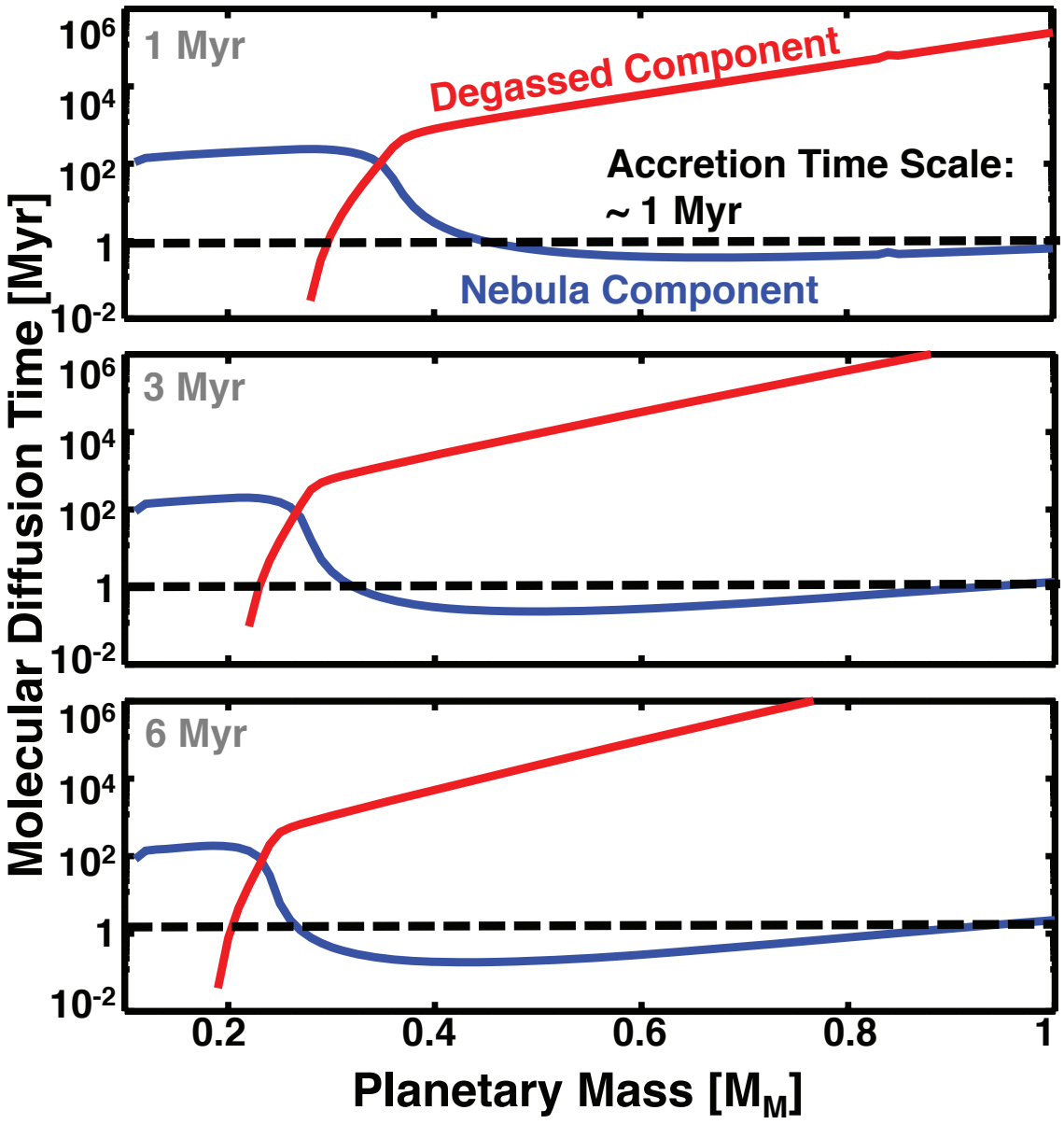

図 5-1: **分子拡散による混合のタイムスケール**. 上から順に集積時間に 1, 3, 6 Myr を与えた場合の分子拡散による混合のタイムスケールを示す. 赤線は, 脱ガス成分が星雲ガス大気層への拡散時間, 青線は, 星雲ガス成分が脱ガス大気層への拡散時間を, 黒い破線は分子拡散による混合が進むタイムスケールを示す.

5.2 コア-マントルの分化シナリオ

惑星材料物質中に含まれる金属鉄とケイ酸塩が互いに分離し, 密度の高い金属鉄が惑星中心部に集合する, すわなち惑星がコアとマントルに分化するためには, 惑星内部の溶融が必要である. 隕石年代学によると, 火星は現在の質量の半分ほどに成長した時点で既にコア-マントルの分化が進んでいたことが示唆されている (Dauphas & Pourmand, 2011, Tang & Dauphas, 2014). このことから, 火星は全球的な融解を経験していた可能性がある. 本節ではそのための熱源について議論する.

まず有力視される加熱源の 1 つとして, 短寿命放射核種である ^{26}Al の壊変熱が挙げられる. この壊変熱により, 集積初期の原始火星上には大規模なマグマオーシャンが形成した可能性が考えられている (e.g., Nimmo & Kleine, 2007, Dauphas & Pourmand, 2011). しかしながら, ^{26}Al の半減期 $t_{1/2}$ はおよそ 0.7 Myr と非常に短いため, 集積開始のタイミングや集積時間によっては, ^{26}Al が ^{26}Mg にほぼ壊変してしまい, 集積後期段階では加熱源として機能しない可能性がある.

そこで以下では, ^{26}Al の加熱源としての有効性について定量的に見積もることとする. 簡単のため, 火星内部の温度は ^{26}Al の壊変熱のみで上昇するとし, 熱損失は無視できると仮定した. 一方, 微惑星段階までは, 壊変熱は効率的に失われ, 昇温しないと仮定した. このとき, CAI 形成後 t_{ent} [Myr] 経過した材料物質が原始火星に集積した場合, その後の内部温度の上昇 ΔT は,

$$\Delta T = \frac{e_{\mathrm{Al}_{26}}}{C}\frac{f_{\mathrm{Al}}}{m_{\mathrm{Al}}}\left(\frac{^{26}\mathrm{Al}}{^{27}\mathrm{Al}}\right)_0\left(\frac{1}{2}\right)^{-\frac{t_{ent}}{t_{1/2}}}, \tag{5.8}$$

と表せる. ここで, C は材料物質の比熱, $f_{\mathrm{Al}_{26}}$ は材料物質中に含まれるアルミニウムの割合, $m_{\mathrm{Al}_{26}}$ は, アルミニウムの原子質量, $(^{26}\mathrm{Al}/^{27}\mathrm{Al})_0$ は, CAI 形成時の ^{26}Al, ^{27}Al の同位体比, $e_{\mathrm{Al}_{26}}$ は ^{26}Al 1 個あたりの壊変熱である. これら物理量の具体的な数値は表 5-1 にまとめた.

これらを用いると, ΔT は近似的に t_{ent} の関数として以下を得る,

$$\Delta T[\mathrm{K}] \cong 1500 \times \left(\frac{1}{2}\right)^{-\frac{t_{ent}-1.5}{t_{1/2}}}. \tag{5.9}$$

背景温度は ∼200 K であるので, 内部をリキダス温度 (∼1700 K) まで上昇させるためには, CAI 形成後 ∼1.5 Myr 以内に材料物質が集積する必要があることがわかる. このように, アルミニウムの壊変熱は集積初期段階の火星内部を融解させる上で重要な役割を果たすことがわかる. その一方で, 現在の火星全体を融解させることができるかについては, 集積開始のタイミングや集積時間によるところが大きいこともわかる.

これまで見てきたように, 混成型原始大気による保温効果は現在の火星質量の ∼ 0.2 倍よりも大きく成長した原始火星の熱的構造にとって重要になる.

放射壊変および保温効果による加熱を考慮することで, 以下のような火星のコア- マントルの分化シナリオが考えられる. 集積初期段階では, 短寿命放射核種の放射壊変熱が惑星を融解させるのに重要な役割を果たす. そして集積中盤から最終段階にかけて, 保温効果による加熱の寄与が放射壊変による加熱を卓越し, 集積完了時まで大規模なマグマオーシャンを維持し続ける. これにより, 火星隕石が示唆する急速なコア - マントルの分化が説明できる.

表 5-1: 使用する物理パラメータ

物理量	数値	単位	Reference
C	1000	J K^{-1} kg $^{-1}$	-
$f_{Al_{26}}$	1.15×10^{-3}	-	表 2-1 から計算
$m_{Al_{26}}$	26.981539	u	-
$(^{26}Al/^{27}Al)_0$	5×10^{-5}	-	MacPherson *et al.* (1995)
$t_{1/2}$	0.717	Myr	-
$e_{Al_{26}}$	∼3.16	MeV	Schramm *et al.* (1970)

5.3 集積完了直後の火星マントルと表層環境

5.3.1 湿った火星マントル

数値シミュレーションの結果によると, 集積完了時の火星上には, 高温高圧な原始大気に覆われたマグマオーシャンが形成した可能性がある. 火星材料物質が 2 成分モデルに従う場合, 火星マントルには, 集積時間によらず, およそ $\sim 4\times10^{21}$ kg の水が分配される. この値は地球の海洋質量 ($\sim 1.4\times10^{21}$kg) のおよそ 2.8 倍に相当する.

材料物質中の揮発性物質量の不定性を考慮し, 材料物質中の脱ガス成分の混合比 f_{deg} を変化させた計算も行なった. 図 5-2 は f_{deg} を 1, 2, 4 wt% とした場合の火星内部に分配される水の質量の進化を示している. 集積時間は 1 Myr とした. 図を見てわかるとおり, f_{deg} が小さいほど, 内部に分配される水の量も減る. f_{deg} を 1 wt% まで減らした場合でも, 内部に $\sim 10^{21}$ kg, 大気に 5×10^{19} kg の水がそれぞれ分配される. つまり, 水の大部分が内部に分配されることがわかる. ただし, このように大気中の水が他の分子種に比べて枯渇すると大気における化学平衡状態は成り立たなくなると考えられる. 実際にはそれを解消するため, 水素が酸化され水を生成する状態に移行する可能性が高い. そのため, ここ

で推定した内部への水分配量よりの多くの水が内部へ分配される可能性があることに留意する必要がある.

第 1 章でも述べたとおり, シャーゴッタイト隕石の結晶化年代当時 (0.5 億年から 1.7 億年前), 火星内部には $\sim 10^{20}$ kg もの水が存在しており, その水はなお現在の火星内部に残存している可能性がある. この値は混成型原始大気に覆われたマグマオーシャンの形成により十分説明することができる. マグマオーシャンが固化する際に起こったと考えられる大量の再脱ガスや, その後の長期的な火成活動が与える水の質量分布に与える効果については, 今後のさらなる研究が必要である.

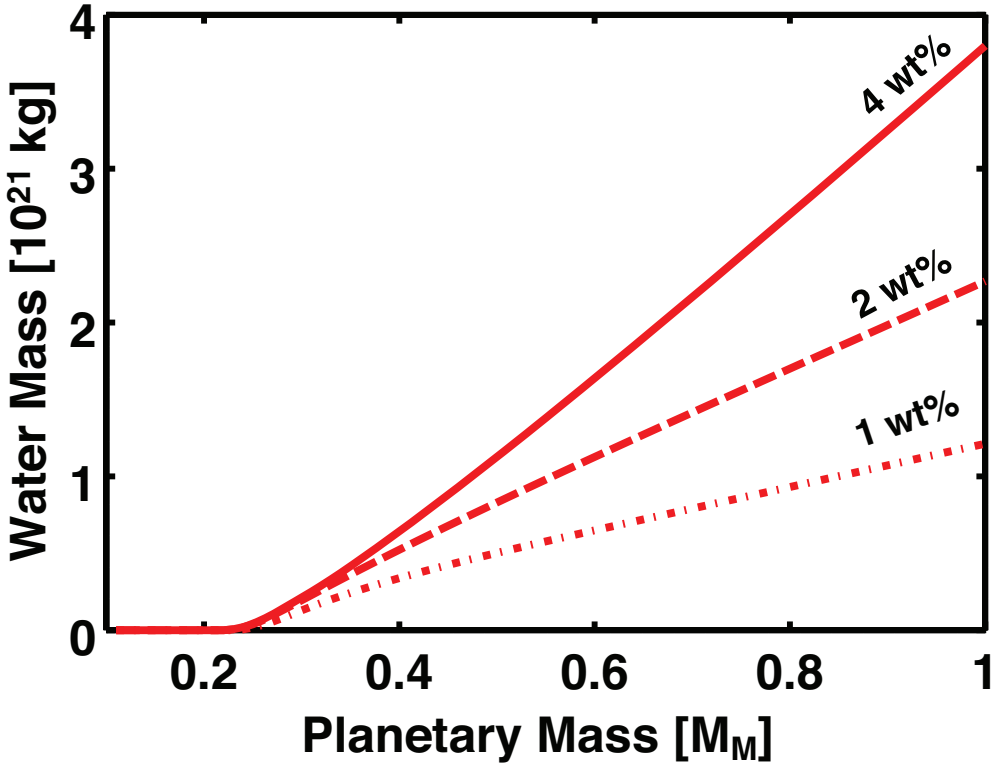

図 5-2: **火星内部に分配される水の質量の進化**. 実線が脱ガス成分混合比 $f_{deg} = 4$ wt%, 破線が $f_{deg} = 2$ wt%, 鎖線が $f_{deg} = 1$ wt% の場合を示す. 集積時間は 1 Myr とした.

5.3.2 火星大気の組成進化

本研究で得られた結果によると, 集積完了時の火星上には, 非常に厚く, 還元的な原始大気が形成する可能性があることがわかった. 現在の火星大気の量, 組成ともに, これらとは大きくかけ離れている. 本節では, どのような過程を経て現在の火星大気に至ることができるのか考察する.

本研究で得られたような水素を主成分とする大質量の大気を散逸させる有力な機構の 1 つとして流体力学的散逸が挙げられる. 約 4.5 Gyr 前の太陽からは現在と比べて非常に強力な EUV 放射が降り注いていたと考えられている (e.g., Ribas *et al.*, 2005, Güdel, 2007). 強力な EUV 放射により大気を構成する分子種が加熱され, 惑星重力を振りきるのに十分な熱エネルギーをもつようになると, 惑星大気の上層から宇宙空間へと大規模な大気流出が起こる. この現象をハイドロダイナミックエスケープと呼ぶ (e.g., Hunten *et al.*, 1987).

この大気散逸量は EUV 放射の強さにより制約される. 太陽と同じタイプの G 型主系列星の観測から太陽の EUV 放射の時間変化が推測されている. 具体的には, 太陽が誕生してからの最初の 0.1 Gyr 間の EUV フラックスは現在の値の 100 倍以上であり, その後時間とともに現在の値にまで減少していったと考えられている (e.g., Güdel *et al.*, 1997). Ribas *et al.* (e.g., 2005), Lammer *et al.* (e.g., 2013) によれば, 0.1 Gyr 年までの EUV フラックスが 110 倍であった場合, 以後の EUV 強度因子 S_{EUV} は以下のようなスケーリング則で表せる.

$$S_{EUV}^{(110)} = \left(\frac{t[\mathrm{Gyr}]}{t_{Sun}[\mathrm{Gyr}]}\right)^{-1.23} \tag{5.10}$$

ここで, t_{Sun} [Gyr] は太陽の年齢 (= 4.567 Gyr), t [Gyr] は太陽が誕生してからの時間を指している.

この時期に起こる大気散逸は以下に述べる 2 段階を経て進行すると考えられる. まずはじめに, 水素分子に富む大気が流体力学的散逸を起こし, その際に H_2 以外の重い分子も引きずられるように一緒に散逸すると考えられる. 次に, 大部分の H_2 が失われた後に, EUV 照射によって H_2O が H_2 に解離することで相当量の水が消費される可能性がある. さらに, 光化学ネットワークにより, 他の還元型炭素種と水の間には, 総和として以下のような化学反応が進行すると考えられる,

$$\begin{aligned} H_2O + CO &\longrightarrow CO_2 + H_2 \\ 2\,H_2O + CH_4 &\longrightarrow CO_2 + 4\,H_2 \end{aligned}$$

これらの反応により, H_2O や還元型炭素種は消費され, H_2 は宇宙空間へ散逸し, CO_2 に富む大気へ進化すると考えられる.

EUV 放射加熱によりどの程度の原始大気が失われるのかを見積もることにする. 材料物質中の脱ガス成分の混合比 f_{deg} に 4 wt%, 1 wt% を与え, 集積完了時の原始大気量が多い場合および少ない場合の大気進化について考える. ここでは, 集積時間を 3 Myr とし, 星雲ガスは 10 Myr で完全に散逸したものとした.

集積完了時の各分子種の大気質量を表 5.3.2 にまとめた. ただし, 星雲ガス成分の質量は無視している. 大気散逸フラックスの上限 Φ_{lim} [kg/s] は以下を用いることで見積もるこ

表 5-2: 材料物質中の脱ガス成分混合比 f_{deg} と各分子種の大気質量

f_{deg} [wt%]	H_2	CH_4	CO	$H_2O^{(1)}$	$H_2O^{(2)}$	合計 [10^{21}kg]
4.0	1.6	5.7	10	0.63	4.2	22
1.0	0.38	1.3	2.3	4.5×10^{-2}	1.1	5.2

(1) 大気に分配される H_2O 量
(2) 内部に分配される H_2O 量

とができる (e.g., Hunten *et al.*, 1987, Pepin, 1991, Lammer *et al.*, 2013),

$$\Phi_{lim} = \frac{3\eta S_{EUV} F_{EUV}}{4G\rho_M}. \tag{5.11}$$

ここで, F_{EUV} は火星軌道付近における現在の平均 EUV フラックス ($= 2.75 \times 10^{-3}$ W/m^2), ρ_M は火星の平均密度, η は加熱効率を指す.

加熱効率を $15\% < \eta < 40\%$ (e.g., Chassefière, 1996) の範囲で与えた場合の上限総大気散逸量を図 5-3 に示した. Ribas *et al.* (2005) の推定した EUV 強度因子 S_{EUV} のスケーリング則は, 数個の太陽と同型の異なる推定年齢を持つ恒星観測データからフィッティングしたものであり, データに不確定性があると考えられる. そこで, 今回数値実験として, 太陽が誕生してから 0.1 Gyr までの EUV 強度因子が Ribas *et al.* (2005) に比べて 3 倍大きい場合についての計算も行なった. このときの EUV 強度因子 のスケーリング則を以下のように与えた,

$$S_{EUV}^{(330)} = \left(\frac{t[\mathrm{Gyr}]}{t_{Sun}[\mathrm{Gyr}]}\right)^{-1.52}. \tag{5.12}$$

0.1 Gyr 以降の EUV 強度因子が現在の値になめらかに接続するように, 式 (5.12) 中のべきを調整している.

図 5-3 からわかるとおり, $\eta = 15\%$ のとき, 約 1.4×10^{21} kg (初期 $S_{EUV} = 110$ の場合) $\sim 3.3 \times 10^{21}$ kg (初期 $S_{EUV} = 330$ の場合), $\eta = 40\%$ のとき, 約 3.9×10^{21} kg $\sim 8.7 \times 10^{21}$ kg の大気が散逸することがわかる. 前にも述べたとおり, ハイドロダイナミックエスケープに伴い, H_2 以外の重い分子種も引きずられるかたちで散逸する.

まず, 単位時間あたりの水素流出フラックス F_{H_2} [molecules/(m^2·s)] は

$$F_{\mathrm{H}_2} = \frac{\Phi_{lim}}{\pi R_M^2 m_{\mathrm{H}_2} u} \frac{f_{\mathrm{H}_2} m_{\mathrm{H}_2}}{m_{ave}} \tag{5.13}$$

で与えられる. ここで, m_{H_2} は水素分子量, u は原子質量単位, f_{H_2} は水素のモル分率, m_{ave} は脱ガス大気成分の平均分子量を指す. さらにクロスオーバー質量 (cross over mass) m_c を導入することで, どの程度の重さの分子を引きずること可能か推定することができる. クロスオーバー質量は,

$$m_c = m_{\mathrm{H}_2} + \Big(\frac{kTF_{\mathrm{H}_2}}{bgf_{\mathrm{H}_2}}\Big)\frac{1}{u} \tag{5.14}$$

で与えられる. ここで, b は拡散係数パラメータである. これを用いることで, その他の分子種 i ($= \mathrm{H_2O}, \mathrm{CO}, \mathrm{CH_4}$) の流出フラックスは,

$$F_i = \frac{f_i}{f_{\mathrm{H}_2}} F_{\mathrm{H}_2} \Big(\frac{m_c - m_i}{m_c - m_{\mathrm{H}_2}}\Big) \tag{5.15}$$

と表すことができる.

図 5-4 は, 各分子種の大気質量の時間進化を表している. ここでは典型的な値として $b = 2.2 \times 10^{21}$ m^{-1}sec^{-1}, $T = 200$ K を与えた. また, 集積完了後から固化が開始し, 10 Myr で内部に分配された水の約 90 % が水蒸気として大気へ脱ガスすると仮定した. 図 5-4 (a)∼(d) は, 脱ガス成分混合比と EUV 強度因子の組み合わせをそれぞれ変えた場合のモデル計算結果を示す. 散逸の大部分は初期の数億年の間に起き, その間はクロスオーバー質量が十分に大きいため, 水素以外の分子種も同時に減少する.

図を見てわかるとおり, 流体力学的散逸では, 初期大気のその全てが散逸せず, その結果, 光化学反応を経て, 大気中に大量の $\mathrm{CO_2}$ が残存する可能性も考えられる. また, 今回はマグマへ溶解する物質として水のみしか考慮に入れなかったが, 実際には他の炭素系分子や希ガス等の成分も内部へ溶解するはずである. 例えば, 図 5-4(c) のように流体力学的散逸によって大気に分配された分子種のほとんどが散逸してしまった場合, 内部からの脱ガスが火星大気の組成進化において重要な役割を果たした可能性がある.

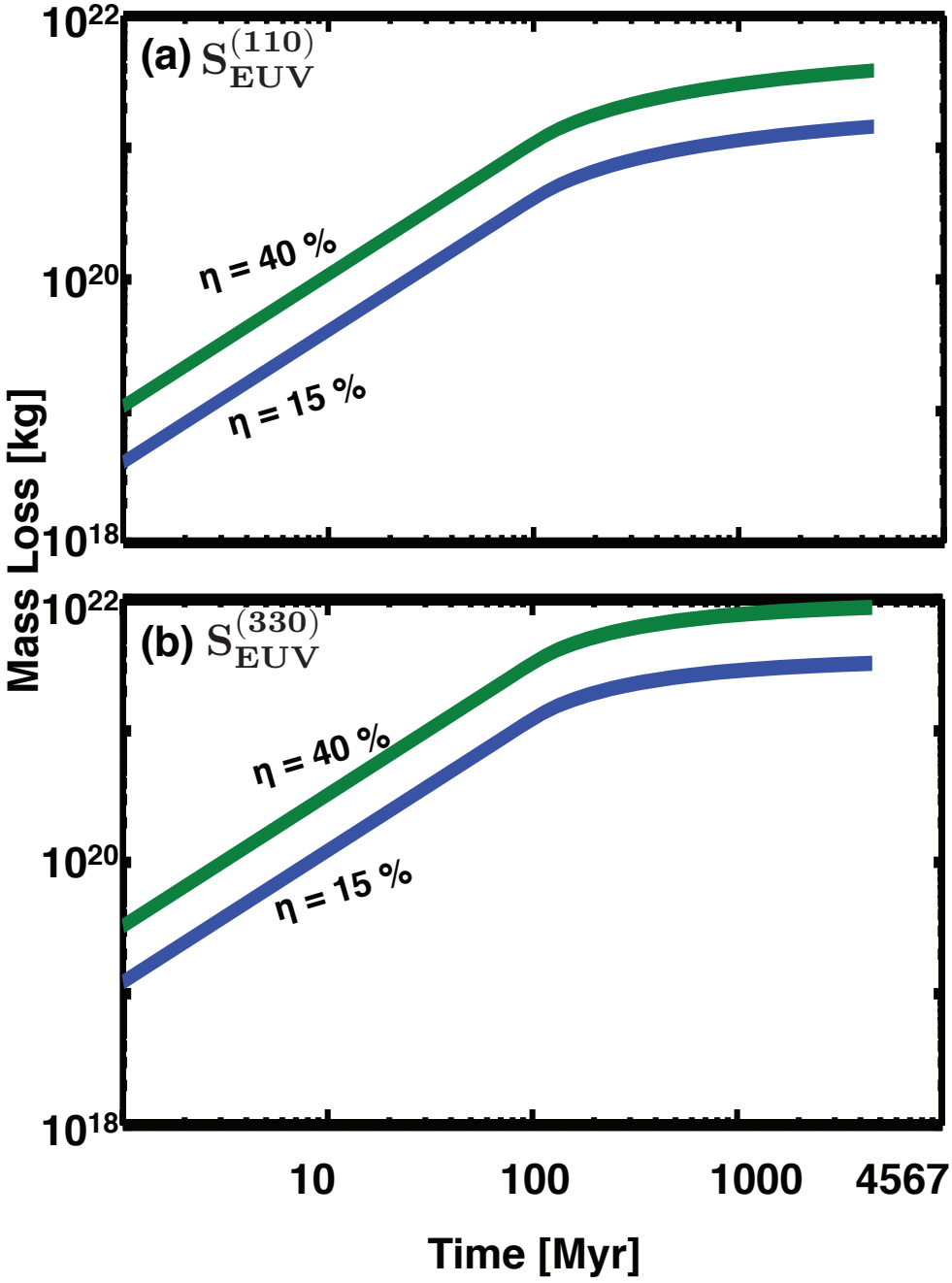

図 5-3: **火星大気の総散逸量の時間進化**. (a) 太陽が誕生してから 0.1 Gyr までの EUV 強度因子が現在に比べて 110 倍の場合, (b) 330 倍の場合を表す. 各線はそれぞれ, 加熱効率が 15 % (青), 40 % (緑) の場合を示す.

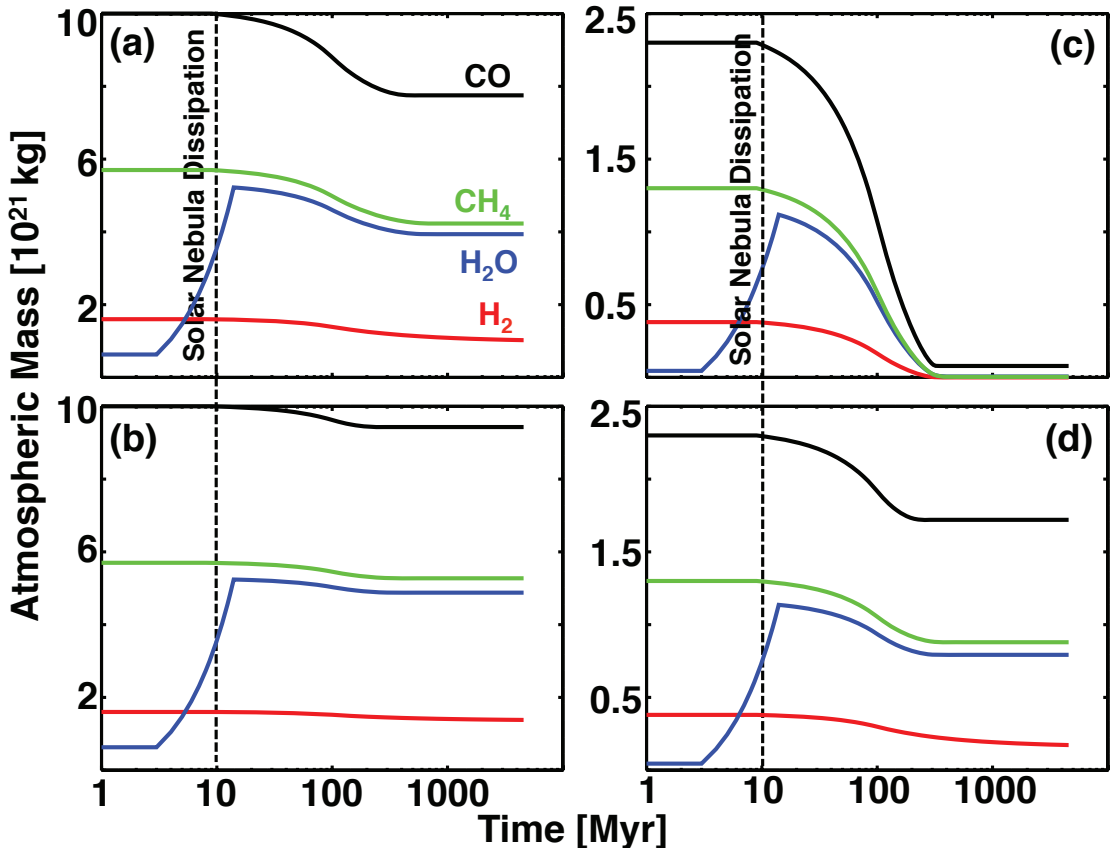

図 5-4: **大気質量の進化**. 各分子種 (CO, CH_4, H_2O, H_2) の大気質量の時間進化を示している. (a) $f_{deg} = 4.0$ wt%, $S_{EUV}^{(330)}$, (b) $f_{deg} = 4.0$ wt%, $S_{EUV}^{(110)}$, (c) $f_{deg} = 1.0$ wt%, $S_{EUV}^{(330)}$, (d) $f_{deg} = 1.0$ wt%, $S_{EUV}^{(110)}$. 原始太陽系星雲ガスが完全に散逸したタイミング (0.1 Gyr) を破線で示した.

第6章

結論

本研究では, 急速に集積する火星上に, 星雲ガス成分と脱ガス成分の 2 層からなる混成型原始大気が形成する新しい大気形成シナリオを提示した.

1 次元放射対流平衡モデルを構築することで, この混成型原始大気の熱的構造を調べた. 火星隕石から推定した火星の材料物質組成を与えることで, 集積期の火星の大気形成過程と熱史を定量的に明らかにした. その結果, 集積最終段階の火星上には, マグマオーシャンの出現を可能にするほどの高温高圧な原始大気が形成する可能性があることがわかった. 具体的には, 火星質量が現在の火星質量の ~ 0.2 倍程度になると, ソリダス温度を超え始め, ~ 0.3 火星質量になる頃には, リキダス温度を超える. その後集積完了時まで, このような高温な状態が持続する. 最終的な大気圧は 2000 bar にも達する.

また高温高圧な環境下におけるマグマオーシャンの形成に伴い, 原始大気中の水蒸気のマグマへの溶解が起こる. これにより, 集積最終段階では火星内部に地球の海洋質量以上の水が分配される. マグマオーシャンの固化する過程や火成活動により, どの程度再脱ガスするかにもよるが, 火星隕石が示唆する火星マントルの含水量は, 高温高圧な混成型原始大気に覆われたマグマオーシャンの形成により十分に説明することができる.

集積完了時に形成した水素に富む厚い初期大気は, 現在と比較して数 100 倍強力な EUV フラックスにより引き起こされる流体力学的散逸によって, 数億年のうちに, その大部分が失われるものの, 数 bar 分の大気が残存する可能性がある. このことにより, 地質学的特徴が示すような温暖湿潤な火星初期の気候がもたらされたのかもしれない. これら散逸を免れた還元型炭素種や水は, 光化学ネットワークと長期的な散逸過程により, 徐々に CO_2 に富む寒冷で希薄な大気に移行した可能性がある.

謝辞

論文を執筆するにあたりたくさんの方々にお世話になりました. 特に指導教員である倉本 圭教授には基礎物理から研究テーマの選定, 論文作成までありとあらゆる面で指導して頂きました. 研究を進めていくうえで湯水のごとく湧いてくる数々の疑問に対して, 時間の際限なく議論に付き合って下さいました. これらのやり取りによって, 思考力を鍛えられただけではなく, 今後の研究テーマを想起させるような「種」を多く収穫することができたことから, 非常に実り多き時間を過ごせました.

また, 私にとって今後忘れることのできない言葉があります. それは, 倉本 圭教授からの「研究は真剣勝負だ」, 石渡 正樹准教授からの「研究者は常に正直者たれ」という言葉です. どちらも文字通りの意味ですが, 非常に含蓄のある言葉であると私は考えます. 今後研究者として生きていこうと決意している私にとって, これら 2 つの言葉はいつまでも背筋を正させるに違いないと確信しています.

最後に, 博士論文を執筆するにあたり数ヶ月間, 深夜もとい, 朝方まで研究活動を支えてくれた妻の和香奈, また私が疲れているときに屈託のない笑顔で癒やしてくれた娘のさくらに感謝します.

付録 A

脱ガス成分の質量混合比

A.1 材料物質中の揮発性成分と脱ガス後の大気成分の質量

単位質量あたり火星の材料物質中に含まれる H_2O の質量を W_{H_2O} [kg/kg], 脱ガス成分の総質量を W_{deg} [kg/kg] とおく. 脱ガス成分の各分子種の質量, w_{H_2O},w_{H_2}, w_{CH_4},w_{CO} [kg/kg] とおく.

材料物質から脱ガスする前後で水素原子の質量保存を考えると, 以下の関係が得られる.

$$W_{H_2O} = w_{H_2O} + \frac{m_{H_2O}}{m_{H_2}} w_{H_2} + 2\frac{m_{H_2O}}{m_{CH_4}} w_{CH_4}. \tag{A.1}$$

ここで, m_i は各分子種 i の分子量である. また, 脱ガス成分の水素と水蒸気のモル分率 f_{H_2}, f_{H_2O} が与えられている場合, w_{H_2} は w_{H_2O} で表すことができる. 具体的には,

$$\begin{aligned} \frac{w_{H_2O}}{m_{H_2O}} : \frac{w_{H_2}}{m_{H_2}} &= f_{H_2O} : f_{H_2} \\ w_{H_2} &= \frac{m_{H_2}}{m_{H_2O}} \frac{f_{H_2}}{f_{H_2O}} w_{H_2O} \end{aligned} \tag{A.2}$$

と表せる. 他の分子種も同様に以下のとおり表せる.

$$w_{CH_4} = \frac{m_{CH_4}}{m_{H_2O}} \frac{f_{CH_4}}{f_{H_2O}} w_{H_2O} \tag{A.3}$$

$$w_{CO} = \frac{m_{CO}}{m_{H_2O}} \frac{f_{CO}}{f_{H_2O}} w_{H_2O}. \tag{A.4}$$

これらを用いて, 式 (A.1) を整理すると,

$$\begin{aligned} W_{H_2O} &= w_{H_2O} + \frac{m_{H_2O}}{m_{H_2}} \frac{m_{H_2}}{m_{H_2O}} \frac{f_{H_2}}{f_{H_2O}} w_{H_2O} + 2\frac{m_{H_2O}}{m_{CH_4}} \frac{m_{CH_4}}{m_{H_2O}} \frac{f_{CH_4}}{f_{H_2O}} w_{H_2O} \\ &= \left(1 + \frac{f_{H_2}}{f_{H_2O}} + 2\frac{f_{CH_4}}{f_{H_2O}}\right) w_{H_2O} \end{aligned} \tag{A.5}$$

次に脱ガス成分の総質量 W_{deg} を $w_{\mathrm{H_2O}}$ を用いて表すと次式を得る.

$$\begin{aligned} W_{deg} &= w_{\mathrm{H_2O}} + w_{\mathrm{H_2}} + w_{\mathrm{CH_4}} + w_{\mathrm{CO}} \\ &= \left(1 + \frac{m_{\mathrm{H_2}}}{m_{\mathrm{H_2O}}}\frac{f_{\mathrm{H_2}}}{f_{\mathrm{H_2O}}} + \frac{m_{\mathrm{CH_4}}}{m_{\mathrm{H_2O}}}\frac{f_{\mathrm{CH_4}}}{f_{\mathrm{H_2O}}} + \frac{m_{\mathrm{CO}}}{m_{\mathrm{H_2O}}}\frac{f_{\mathrm{CO}}}{f_{\mathrm{H_2O}}}\right) w_{\mathrm{H_2O}} \end{aligned} \tag{A.6}$$

式 (A.5), (A.6) を用いると, 脱ガス成分の総質量 W_{deg} を材料物質の単位質量あたりに含まれる $\mathrm{H_2O}$ の質量 $W_{\mathrm{H_2O}}$ を用いて次式で表すことができる.

$$\begin{aligned} W_{deg} &= \frac{\left(1 + \frac{m_{\mathrm{H_2}}}{m_{\mathrm{H_2O}}}\frac{f_{\mathrm{H_2}}}{f_{\mathrm{H_2O}}} + \frac{m_{\mathrm{CH_4}}}{m_{\mathrm{H_2O}}}\frac{f_{\mathrm{CH_4}}}{f_{\mathrm{H_2O}}} + \frac{m_{\mathrm{CO}}}{m_{\mathrm{H_2O}}}\frac{f_{\mathrm{CO}}}{f_{\mathrm{H_2O}}}\right)}{\left(1 + \frac{f_{\mathrm{H_2}}}{f_{\mathrm{H_2O}}} + 2\frac{f_{\mathrm{CH_4}}}{f_{\mathrm{H_2O}}}\right)} W_{\mathrm{H_2O}} \\ &= \frac{\left(m_{\mathrm{H_2O}} f_{\mathrm{H_2O}} + m_{\mathrm{H_2}} f_{\mathrm{H_2}} + m_{\mathrm{CH_4}} f_{\mathrm{CH_4}} + m_{\mathrm{CO}} f_{\mathrm{CO}}\right)}{\left(f_{\mathrm{H_2O}} + f_{\mathrm{H_2}} + 2 f_{\mathrm{CH_4}}\right) m_{\mathrm{H_2O}}} W_{\mathrm{H_2O}} \end{aligned} \tag{A.7}$$

$W_{\mathrm{H_2O}}$ は, 表 2-1 の材料物質組成の場合, $\sim 5.87 \times 10^{-2}$ である. このとき, 式 (A.7) に各数値を代入すると,

$$\begin{aligned} W_{deg} &\cong 0.6888 \times 5.87 \times 10^{-2} \\ &\cong 4.0 \times 10^{-2} \end{aligned} \tag{A.8}$$

従って, 約 4 wt% の脱ガス成分が大気に付加されることがわかる.

付録B

Rosseland 平均吸収係数の近似式の導出

B.1 原始太陽系星雲ガス大気層における Rosseland 平均吸収係数

原始太陽系星雲ガスは H_2, He の 2 分子からなると仮定する. H_2 および He の衝突誘起吸収係数をそれぞれ $\alpha_{H_2-H_2}$, α_{H_2-He} とすると, 全吸収係数 α^{tot} は以下のように表させる.

$$\alpha^{tot}(\eta) = \alpha_{H_2-H_2}(\eta) + \alpha_{H_2-He}(\eta) \tag{B.1}$$

吸収係数は波数 η に依存する. 各成分の吸収衝突断面積 $\sigma_i(\eta)$ ($\mathrm{cm}^{-5}/\mathrm{molecule}^2$, $i = H_2$, He) を導入することで,

$$\begin{aligned} \alpha_{H_2-H_2}(\eta) &= n_{H_2}^2 \sigma_{H_2}(\eta) \\ &= \left(\frac{p_{H_2}}{kT}\right)^2 \sigma_{H_2}(\eta) \\ &= f_{H_2}^2 \left(\frac{p_{tot}}{kT}\right)^2 \sigma_{H_2}(\eta) \end{aligned} \tag{B.2}$$

$$\begin{aligned} \alpha_{H_2-He}(\eta) &= n_{H_2} n_{He} \sigma_{He}(\eta) \\ &= \left(\frac{p_{H_2}}{kT}\right)\left(\frac{p_{He}}{kT}\right)\sigma_{He}(\eta) \\ &= (1 - f_{H_2}) f_{H_2} \left(\frac{p_{tot}}{kT}\right)\sigma_{H_2}(\eta) \end{aligned} \tag{B.3}$$

と表すことができる. ここで, n_{H_2} と n_{He} は, それぞれ H_2 分子と He 原子の数密度である. Rosseland 平均吸収係数は,

$$\frac{1}{\alpha_R} = \left(\frac{kT}{p_{tot}}\right)^2 \frac{\displaystyle\int_0^\infty \frac{1}{f_{H_2}^2 \sigma_{H_2}(\eta) + (1 - f_{H_2}) f_{H_2} \sigma_{H_2}(\eta)} \frac{\partial B(\eta)}{\partial T} d\eta}{\displaystyle\int_0^\infty \frac{\partial B(\eta)}{\partial T} d\eta} \tag{B.4}$$

から計算される.

B.2 脱ガス大気層における Rosseland 平均吸収係数

本論文で想定する脱ガス大気成分は H_2O, CO, CH_4, H_2 である．これら分子種を考慮した Rosseland 平均吸収係数を導出する．

波数 η での全吸収係数 $\alpha^{tot}(\eta)$ は

$$\begin{aligned}\alpha^{tot}(\eta) &= \alpha_{H_2-H_2}(\eta) + \alpha_{H_2O}(\eta) + \alpha_{CO}(\eta) + \alpha_{CH_4}(\eta) \\ &= \left(\frac{p_{tot}}{kT}\right)\left(f_{H_2}^2\left(\frac{p_{tot}}{kT}\right)\sigma_{H_2}(\eta) + f_{H_2O}\sigma_{H_2O}(\eta)\right. \\ &+ \left. f_{CO}\sigma_{CO}(\eta) + f_{CH_4}\sigma_{CH_4}(\eta)\right) \qquad \text{(B.5)}\end{aligned}$$

と表すことができる．ここで, p_{tot} は全圧 [Pa], T は温度 [K], k はボルツマン定数である．従って Rosseland 平均吸収係数は

$$\frac{1}{\alpha_R} = \frac{\displaystyle\int_0^\infty \frac{1}{f_{H_2}^2(\frac{p_{tot}}{kT})^2\sigma_{H_2}(\eta) + f_{H_2O}(\frac{p_{tot}}{kT})\sigma_{H_2O}(\eta) + f_{CO}(\frac{p_{tot}}{kT})\sigma_{CO}(\eta) + f_{CH_4}(\frac{p_{tot}}{kT})\sigma_{CH_4}(\eta)}\frac{\partial B(\eta)}{\partial T}d\eta}{\displaystyle\int_0^\infty \frac{\partial B(\eta)}{\partial T}d\eta} \qquad \text{(B.6)}$$

から計算される．

B.3 Rosseland 平均吸収係数の近似式の導出方法

まず, 温度 $T_{\rm std} = 200$ K, H_2O のモル分率 $f_{\rm std} = 0.15$ のときを基準状態と定義し, 吸収係数 α と圧力 p の間に以下のような関係を仮定する,

$$\ln(\alpha(T, f_{H_2O}, p)) = C_1 \ln(p) + C_0 \qquad \text{(B.7)}$$

吸収係数 α は T, p, f の関数であるので, p の係数 C_0, C_0 は T, f_{H_2O} の関数である．これらの係数を以下のように表せると仮定する．

$$C_n(T, f_{H_2O}) = \beta_n(T)\gamma_n(f_{H_2O}) \qquad \text{(B.8)}$$

基準状態の吸収係数を (B.7), (B.8) を用いて以下のように表し,

$$\ln(\alpha(T_{\rm std}, f_{\rm std}, p)) = \beta_1(T_{\rm std})\gamma_1(f_{\rm std})\ln(p) + \beta_0(T_{\rm std})\gamma_0(f_{\rm std}) \qquad \text{(B.9)}$$

$\beta_n(T_{\rm std})\gamma_n(f_{\rm std})$ を p を動かしたフィッティングにより求める．次に, 温度を $T_{\rm std}$ に固定して, モル分率を変化させ,

$$\ln(\alpha(T_{\rm std}, f_{H_2O}, p)) = \beta_1(T_{\rm std})\gamma_1(f_{H_2O})\ln(p) + \beta_0(T_{\rm std})\gamma_0(f_{H_2O}) \qquad \text{(B.10)}$$

$\beta_n(T_{\rm std})\gamma_n(f)$ をフィッティングにより求める. 同様に, モル分率を $f_{\rm std}$ に固定して, 温度を動かし,

$$\ln(\alpha(T, f_{\rm std}, p) = \beta_1(T)\gamma_1(f_{\rm std})\ln(p) + \beta_0(T)\gamma_0(f_{\rm std}) \tag{B.11}$$

$\beta_n(T)\gamma_n(f_{\rm std})$ をフィッティングにより求める. ここで, (B.10), (B.11) それぞれの係数を (B.9) の係数で割ると,

$$\beta_n(T)\gamma_n(f) = \frac{\beta_n(T)\gamma_n(f_{\rm std}) \cdot \beta_n(T_{\rm std})\gamma_n(f)}{\beta_n(T_{\rm std})\gamma_n(f_{\rm std})} \tag{B.12}$$

であるので, 基準状態と異なる温度, モル分率を与えた場合の係数が求められたことになる. ただし, この方法は式 (B.7) の係数が温度 T, モル分率 f で分離できるという仮定の元で成立しているため, 実際のデータをどの程度正確に再現できているかを確認する必要がある. 次節で具体的に求めた近似式を例に, その精度について示す.

B.4 Rosseland 平均吸収係数の近似式 (標準組成の場合)

前節の考え方を用いてフィッティングを行った結果得た Rosseland 平均吸収係数の近似式は以下のとおりである.

$$\alpha_R = \exp\Big(a_1 b_1 c_1 \log(p) + a_2 b_2 c_2\Big), \tag{B.13}$$

ここで式中の係数は以下で与えられる,

$$\begin{aligned}
a_1 =& \exp(-5.77178599469029 \times 10^{-7} \times \log(f_{\rm H_2O})^6 \\
&- 2.55080153537211 \times 10^{-5} \times \log(f_{\rm H_2O})^5 \\
&- 4.31060452880573 \times 10^{-4} \times \log(f_{\rm H_2O})^4 \\
&- 3.52710014504856 \times 10^{-3} \times \log(f_{\rm H_2O})^3 \\
&- 1.50901485085668 \times 10^{-2} \times \log(f_{\rm H_2O})^2 \\
&- 3.33066980453577 \times 10^{-2} \times \log(f_{\rm H_2O}) \\
&- 2.80312336893313 \times 10^{-2}) \\
b_1 =& \exp(9.37330768135664 \times 10^{-3} \times \log(T)^2 \\
&- 0.119809034918928 \times \log T \\
&+ 0.371584900303875) \\
c_1 =& 0.987202868015398
\end{aligned}$$

$$
\begin{aligned}
a_2 =& \exp(1.50647314363058 \times 10^{-5} \times \log(f_{\mathrm{H_2O}})^3 \\
&+ 2.41096954350385 \times 10^{-4} \times \log(f_{\mathrm{H_2O}})^2 \\
&- 1.1591071825218 \times 10^{-3} \times \log(f_{\mathrm{H_2O}}) \\
&- 2.9376534109992 \times 10^{-3}) \\
b_2 =& \exp(-0.054185529878253 \times \log(T)^2 \\
&+ 0.56710487257214 \times \log(T) \\
&- 1.48376095884741) \\
c_2 =& -78.408429695743
\end{aligned}
$$

図 B-1 を見てわかるとおり, 概ね誤差は 1% 以内に収まっており, 良い近似式が得られたことがわかる.

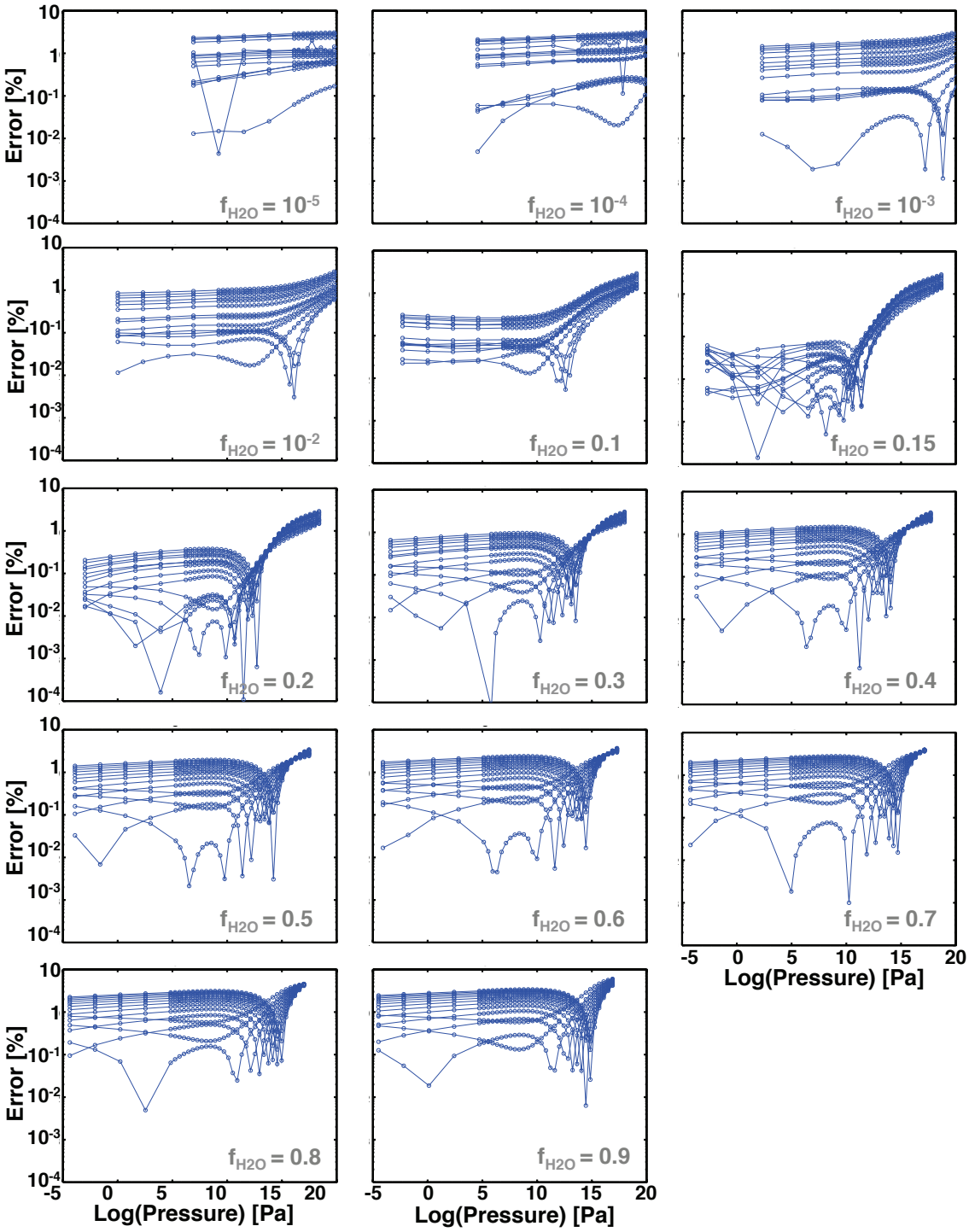

図 B-1: **近似式の誤差評価**

付録C

球対称捕獲大気の最上層放射平衡層の定式化

C.1 平行平板モデルの近似解

平行平板灰色大気モデルでは放射平衡解は次のよう近似できる.

$$\sigma T^4 = \frac{1}{2}\sigma T_{eff}^4 f(\tau) \tag{C.1}$$

ここで T は気温, T_{eff} は天体の有効温度, τ は大気上端からの光学的深さである. 平行平板モデルにおいて関数 $f(\tau)$ は以下で表される,

$$f(\tau) = \frac{3}{2}\tau + 1. \tag{C.2}$$

$\tau = 3/2$ のときに $T = T_{eff}$ となる. この気温と有効温度が一致する面を, 光球面 (Photosphere) と呼ぶことにする. また, 平行平板モデルの場合, $\tau \to 0$ で

$$\sigma T^4 = \frac{1}{2}\sigma T_p^4 = \frac{L}{8\pi r_p^2}. \tag{C.3}$$

を満たす. ここで, L は天体からの総放射. r_p は光球面の半径で, 以下を満たす,

$$L = 4\pi r_p^2 \sigma T_p^4. \tag{C.4}$$

C.2 球対象で光学的に非常に薄い上層大気の近似解

球対象で光学的に非常に薄い上層大気の温度分布を導く. まず天体からの宇宙空間への放射は, 光球面 (半径 r_p の球面) からの黒体放射で近似する.

すると, 惑星中心からの距離 $r(> r_p)$ にあるガス要素を考えたときに, このガス要素が光球面を見込む立体角 Ω_p は幾何学的に以下のように与えられる,

$$\Omega_p = 2\pi\Big(1 - \Big(1 - \frac{r_p^2}{r^2}\Big)^{1/2}\Big). \tag{C.5}$$

この立体角に対し, 単位面積, 単位立体角あたりの強度 $\sigma T_p^4/\pi$ のエネルギーが入射する. 一方, このガス要素は全立体角に対して熱放射を放出する. このときのエネルギーバランスを考えると,

$$4\pi\sigma T^4 = \Omega_p \sigma T_p^4 + 4\pi\sigma T_b^4 \tag{C.6}$$

となる. ここで射出係数と吸収係数が相等しいと仮定し (Kirchhoff's law), また温度 T_b の背景放射場があることを考慮に入れた. この式を整理すると,

$$\sigma T^4 = \frac{1}{2}\frac{\sigma T_p^4 4\pi r_p^2}{4\pi r^2}\frac{1}{1 + \Big(1 - \dfrac{r_p^2}{r^2}\Big)^{1/2}} + \sigma T_b^4 \tag{C.7}$$

を得る (Hayashi *et al.*, 1979).

背景放射を無視した場合, $r \to \infty$ とすると, $\sigma T^4 \to L/(16\pi r^2)$ に漸近する.

C.3 球対称で光学的に薄いが, τ が有限の上層大気の温度分布を近似する Hayashi et al. (1979) の表式

Hayashi et al. (1979) では以下の対応を考慮し, 平行平板解を球対称系に近似的に拡張した.

- $r \to r_p, \tau \to 2/3, T \to T_p$
- $r \to \infty, \tau \to 0, \sigma T \to L/(16\pi r^2)$

ここから式 (A.1) の σT_{eff}^4 を $L/4\pi r^2$ に置き換え, さらに $f(\tau)$ を,

$$g(\tau) = \frac{1 + 3\tau/2}{2 - 3\tau/2} \tag{C.8}$$

と置き換えることで, 上式の対応を満たすことができる. したがって,

$$\sigma T^4 = \frac{L}{8\pi r^2}\frac{1 + 2\tau/2}{2 - 3\tau/2} + \sigma T_b^4 \tag{C.9}$$

と表すことができる. ただし, 上記の対応を満たす $g(\tau)$ の関数形は一意に決まらず, 他の形もあり得ることに注意されたい.

C.4 近似の向上

$r < r_p$ においても放射平衡が成り立つ場合, この領域では拡散近似が用いられるが, 式 (C.9) は $r = r_p$ での温度勾配の連続性は保証されない. これらの問題は以下のように解消することができる. 拡散近似では,

$$\frac{d(\sigma T^4)}{d\tau} = \frac{3L}{16\pi r_p^2} \tag{C.10}$$

が満たされる. Hayahshi 表式と同様に, σT^4 を $L/4\pi r^2$ に置き換え, さらに関数 $f(\tau)$ を別の関数 $g(\tau)$ に置き換えることを考える.

関数 $g(\tau)$ の満たすべき条件は,

$$\begin{aligned} g(2/3) &= 2 \\ g(0) &= \frac{1}{2} \\ g(2/3)' &= \frac{3}{2} \end{aligned}$$

となる. ただし $\tau = 2/3$ 付近の高度では, r に対し急激に変化すると仮定している. これらを満たす最も簡単な関数形の 1 つが,

$$g(\tau) = \frac{1 + 15\tau/2}{2 + 3\tau/2} \tag{C.11}$$

である. 本研究ではこの式を用いた.

付録D

変数・定数リスト

表 4-1: モデル計算のための物理定数表

物理量	記号	値	備考
万有引力定数	G	6.67408×10^{-11} m^3 kg^{-1}s^{-1}	
気体定数	R	8.3144621 m^2 kg s^{-2} K^{-1} mol^{-1}	
ステファンボルツマン定数	σ	5.67037310^{-8} W m^{-2} K^{-4}	
ボルツマン定数	k	1.380648810^{-23} J K^{-1}	
プランク定数	h	6.62606957×10^{-34} m^2 kg s^{-1}	
光速	c	2.99792458×10^{8} m s^{-1}	
火星質量	M_M	6.41910×10^{23} kg	
火星半径	R_M	3390 km	
火星のバルク密度	ρ_M	3930 kg m^{-3}	
火星の平均公転半径	a_M	2.279×10^{8} km	
太陽質量	M_S	1.98840×10^{30} kg	

表 4-2: モデルで用いたパラメータ

物理量 [単位]	記号	値	備考
大気圧 [Pa]	p		
温度 [K]	T		
地表面気圧 [Pa]	p_s		
地表面温度 [K]	T_s		
Hill 圏温度 [K]	T_H	178	Kusaka et al. (1970)
星雲ガス圧 [Pa]	p_H	1.1×10^{-2}	Kusaka et al. (1970)
Solidus 温度 [K]	T_{sol}	1500	
Liquidus 温度 [K]	T_{liq}	1700	

参考文献

Abe, Y. & Matsui, T. (1988) Evolution of an Impact-Generated H_2O-CO_2 Atmosphere and Formation of a Hot Proto-Ocean on Earth. *J. Atmos. Sci.* **18**, 3081–3101.

Anders, E. & Grevesse, N. (1989) Abundances of the elements - Meteoritic and solar. *Geochim. Cosmochim. Acta* **53**, 197–214.

Barlow, N. (2008) *Mars: An Introduction to its Interior, Surface and Atmosphere*. Cambridge Planetary Science, Cambridge University Press, 276pp.

Borg, L.E., Nyquist, L.E., Taylor, L.A., Wiesmann, H. & Shih, C.Y. (1997) Constraints on Martian differentiation processes from RbSr and SmNd isotopic analyses of the basaltic shergottite QUE 94201. *Geochim. Cosmochim. Acta* **61**, 4915–4931.

Caro, G. & Kleine, T. (2011) Extinct radionuclides and the earliest differentiation of the earth and moon. *Timescale of Magmatic Processes. Blackwell* pp. 9–51.

Carr, M.H. & Chuang, F.C. (1997) Martian drainage densities. *J. Geophys. Res.* **102**, 9145–9152.

Catling, D.C., Zahnle, K.J. & McKay, C.P. (2001) Biogenic Methane, Hydrogen Escape, and the Irreversible Oxidation of Early Earth. *Science (80-.).* **293**, 839–843.

Chase, M.W. (1998) NIST-JANAF Thermochemical Tables, 4th Ed.

Chassefière, E. (1996) Hydrodynamic escape of oxygen from primitive atmospheres: applications to the cases of Venus and Mars. *Icarus* **552**, 537–552.

Dauphas, N. & Pourmand, A. (2011) HfWTh evidence for rapid growth of Mars and its status as a planetary embryo. *Nature* **473**, 489–492.

Di Achille, G. & Hynek, B.M. (2010) Ancient ocean on Mars supported by global distribution of deltas and valleys. *Nat. Geosci.* **3**, 459–463.

Dreibus, G. & Wänke, H. (1987) Volatiles on Earth and Mars: A comparison. *Icarus* **71**, 225–240.

Dreibus, G. & Wänke, H. (1989) *Supply and loss of volatile constituents during the accretion of terrestrial planets*, pp. 268–288. University of Arizona Press.

Elkins - Tanton, L.T. & Seager, S. (2008) Ranges of Atmospheric Mass and Composition of Super - Earth Exoplanets. *Astrophys. J.* **685**, 1237–1246.

Erkaev, N.V., Lammer, H., Elkins-Tanton, L.T., Stökl, a., Odert, P., Marcq, E., Dorfi, E.a., Kislyakova, K.G., Kulikov, Y.N., Leitzinger, M. & Güdel, M. (2014) Escape of the martian protoatmosphere and initial water inventory. *Planet. Space Sci.* **98**, 106–119.

Frey, H.V. (2002) Ancient lowlands on Mars. *Geophys. Res. Lett.* **29**, 0–3.

Fricker, P.E. & Reynolds, R.T. (1968) Development of the atmosphere of Venus. *Icarus* **9**, 221–230.

Golombek, M.P., Crumpler, L.S., Grant, J.A., Greeley, R., Cabrol, N.A., Parker, T.J., Rice, J.W., Ward, J.G., Arvidson, R.E., Moersch, J.E., Fergason, R.L., Christensen, P.R., Casta??o, A., Casta??o, R., Haldemann, A.F.C., Li, R., Bell, J.F. & Squyres, S.W. (2006) Geology of the Gusev cratered plains from the Spirit rover transverse. *J. Geophys. Res. E Planets* **111**, 1–27.

Gross, J., Filiberto, J. & Bell, A.S. (2013) Water in the martian interior: Evidence for terrestrial MORB mantle-like volatile contents from hydroxyl-rich apatite in olivine-phyric shergottite NWA 6234. *Earth Planet. Sci. Lett.* **369-370**, 120–128.

Güdel, M. (2007) The Sun in Time: Activity and Environment. *Living Rev. Sol. Phys.* **4**, 1–137.

Güdel, M., Guinan, E.F. & Skinner, S.L. (1997) The X - Ray Sun in Time: A Study of the Long - Term Evolution of Coronae of Solar - Type Stars. *Astrophys. J.* **483**, 947–960.

Haisch, Jr., K.E., Lada, E.A. & Lada, C.J. (2001) Disk Frequencies and Lifetimes in Young Clusters. *Astrophys. J.* **553**, L153–L156.

Hartmann, W.K. & Neukum, G. (2001) Cratering chronology and the evolution of Mars. *Space Sci. Rev.* **96**, 165–194.

Hashimoto, G.L., Abe, Y. & Sugita, S. (2007) The chemical composition of the early terrestrial atmosphere: Formation of a reducing atmosphere from CI-like material. *J. Geophys. Res. E Planets* **112**, E05010.

Hayashi, C., Nakazawa, K. & Mizuno, H. (1979) Earth's melting due to the blanketing effect of the primordial dense atmosphere. *Earth Planet. Sci. Lett.* **43**, 22–28.

Hayashi, C., Nakazawa, K. & Nakagawa, Y. (1985) Formation of the solar system, protostars and planets, ii dc black, ms matthews, 1100–1153.

Hunten, D.M., Pepin, R.O. & Walker, J.C. (1987) Mass fractionation in hydrodynamic escape. *Icarus* **69**, 532–549.

Ikoma, M. & Genda, H. (2006) Constraints on the Mass of a Habitable Planet with Water of Nebular Origin. *Astrophys. J.* **648**, 696–706.

Kita, N.T., Huss, G.R., Tachibana, S., Amelin, Y., Nyquist, L.E. & Hutcheon, I.D. (2005) Constraints on the Origin of Chondrules and CAIs from Short-lived and Long-Lived Radionuclides. *Chondrites Protoplanetary Disk* **341**, 558–587.

Kobayashi, H. & Dauphas, N. (2013) Small planetesimals in a massive disk formed Mars. *Icarus* **225**, 122–130.

Kuramoto, K. (1997) Accretion, core formation, H and C evolution of the Earth and Mars. *Phys. Earth Planet. Inter.* **100**, 3–20.

Kuramoto, K. & Matsui, T. (1996) Partitioning of H and C between the mantle and core during the core formation in the Earth: Its implications for the atmospheric evolution and redox state of early mantle. *J. Geophys. Res. Planets* **101**, 14909–14932.

Kusaka, T., Nakano, T. & Hayashi, C. (1970) Growth of Solid Particles in the Primordial Solar Nebula. *Prog. Theor. Phys.* **44**, 1580–1595.

Lammer, H. (2012) *Origin and Evolution of Planetary Atmospheres: Implications for Habitability*. SpringerBriefs in Astronomy, Springer Berlin Heidelberg.

Lammer, H., Chassefière, E., Karatekin, Ö., Morschhauser, A., Niles, P.B., Mousis, O., Odert, P., Möstl, U.V., Breuer, D., Dehant, V., Grott, M., Gröller, H., Hauber, E. & Pham, L.B.S. (2013) Outgassing history and escape of the martian atmosphere and water inventory. *Space Sci. Rev.* **174**, 113–154.

Lee, D.C. & Halliday, A.N. (1995) Hafnium-Tungsten Chronometry and the Timing of Terrestrial Core Formation. *Nature* **378**, 771–774.

MacPherson, G.J., Davis, A.M. & Zinner, E.K. (1995) The distribution of aluminum-26 in the early Solar System-A reappraisal. *Meteoritics* **30**, 365–386.

McCubbin, F.M., Boyce, J.W., Srinivasan, P., Santos, A.R., Elardo, S.M., Filiberto, J., Steele, A. & Shearer, C.K. (2016) Heterogeneous distribution of H2O in the Martian interior: Implications for the abundance of H2O in depleted and enriched mantle sources. *Meteorit. Planet. Sci.* **25**, 1–25.

McCubbin, F.M., Hauri, E.H., Elardo, S.M., Vander Kaaden, K.E., Wang, J. & Shearer, C.K. (2012) Hydrous melting of the martian mantle produced both depleted and enriched shergottites. *Geology* **40**, 683–686.

McEwen, A.S., Malin, M.C., Carr, M.H. & Hartmann, W.K. (1999) Voluminous volcanism on early Mars revealed in Valles Mari. *Nature* **397**, 584–586.

Melosh, H. (1989) *Impact cratering: a geologic process*. Oxford monographs on geology and geophysics, Oxford University Press, 245pp.

Morris, M.A., Boley, A.C., Desch, S.J. & Athanassiadou, T. (2012) Chondrule Formation in Bow Shocks Around Eccentric Planetary Embryos. *Astrophys. J.* **752**, 27.

Nimmo, F. & Kleine, T. (2007) How rapidly did Mars accrete? Uncertainties in the HfW timing of core formation. *Icarus* **191**, 497–504.

Osborne, N. & Meyers, C. (1934) A formula and tables for the pressure of saturated water vapor in the range 0 to 374 C. *J. Res. Nat. Bur. Stand* .

Pascucci, I. & Tachibana, S. (2010) The clearing of protoplanetary disks and of the protosolar nebula. *Protoplanetary Dust: Astrophysical and Cosmochemical Perspectives* **1**, 263–298.

Pepin, R.O. (1991) On the origin and early evolution of terrestrial planet atmospheres and meteoritic volatiles. *Icarus* **92**, 2–79.

Phillips, R.J., Zuber, M.T., Solomon, S.C., Golombek, M.P., Jakosky, B.M., Banerdt, W.B., Smith, D.E., Williams, R.M., Hynek, B.M., Aharonson, O. & Hauck, S.A. (2001) Ancient geodynamics and global-scale hydrology on Mars. *Science (80-.).* **291**, 2587–2591.

Pierrehumbert, R. (2010) *Principles of Planetary Climate*. Cambridge University Press.

Plaut, J.J., Picardi, G., Safaeinili, A., Ivanov, A.B., Milkovich, S.M., Cicchetti, A., Kofman, W., Mouginot, J., Farrell, W.M., Phillips, R.J., Clifford, S.M., Frigeri, A., Orosei, R., Federico, C., Williams, I.P., Gurnett, D.A., Nielsen, E., Hagfors, T., Heggy, E., Stofan, E.R., Plettemeier, D., Watters, T.R., Leuschen, C.J. & Edenhofer, P. (2007) Subsurface Radar Sounding of the South Polar Layered Deposits of Mars. *Science (80-.).* **316**, 92–95.

Ribas, I., Guinan, E.F., Gudel, M. & Audard, M. (2005) Evolution of the Solar Activity over Time and Effects on Planetary Atmospheres. I. High - Energy Irradiances (11700 A). *Astrophys. J.* **622**, 680–694.

Richard, C., Gordon, I., Rothman, L., Abel, M., Frommhold, L., Gustafsson, M., Hartmann, J.M., Hermans, C., Lafferty, W., Orton, G., Smith, K. & Tran, H. (2012) New section of the HITRAN database: Collision-induced absorption (CIA). *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* **113**, 1276–1285.

Rothman, L., Gordon, I., Babikov, Y., Barbe, a., Chris Benner, D., Bernath, P., Birk, M., Bizzocchi, L., Boudon, V., Brown, L., Campargue, a., Chance, K., Cohen, E., Coudert, L., Devi, V., Drouin, B., Fayt, a., Flaud, J.M., Gamache, R., Harrison, J., Hartmann, J.M., Hill, C., Hodges, J., Jacquemart, D., Jolly, a., Lamouroux, J., Le Roy, R., Li, G., Long, D., Lyulin, O., Mackie, C., Massie, S., Mikhailenko, S., Müller, H., Naumenko, O., a.V. Nikitin, Orphal, J., Perevalov, V., Perrin, a., Polovtseva, E., Richard, C., Smith, M., Starikova, E., Sung, K., Tashkun, S., Tennyson, J., Toon, G., Tyuterev, V. & Wagner, G. (2013) The HITRAN2012 molecular spectroscopic database. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* **130**, 4–50.

Rybicki, G. & Lightman, A. (1979) *Radiative Processes in Astrophysics*. A Wiley-Interscience publication, Wiley.

Schramm, D.N., Tera, F. & Wasserburg, G.J. (1970) The isotopic abundance of 26Mg and limits on 26Al in the early solar system. *Earth Planet. Sci. Lett.* **10**, 44–59.

Senshu, H., Kuramoto, K. & Matsui, T. (2002) Thermal evolution of a growing Mars. *J. Geophys. Res. Planets* **107**, 1–1–1–13.

Sleep, N.H. (1994) Martian plate tectonics. *J. Geophys. Res.* **99**, 5639–5655.

Tang, H. & Dauphas, N. (2014) 60Fe-60Ni chronology of core formation in Mars. *Earth Planet. Sci. Lett.* **390**, 264–274.

Taylor, G.J. (2013) The bulk composition of Mars. *Chemie der Erde - Geochemistry* **73**, 401–420.

Taylor, G.J., Boynton, W.V., McLennan, S.M. & Martel, L.M.V. (2010) K and Cl concentrations on the Martian surface determined by the Mars Odyssey Gamma Ray Spectrometer: Implications for bulk halogen abundances in Mars. *Geophys. Res. Lett.* **37**, 1–5.

Usui, T., Alexander, C.M.O.D., Wang, J., Simon, J.I. & Jones, J.H. (2012) Origin of water and mantle-crust interactions on Mars inferred from hydrogen isotopes and volatile element abundances of olivine-hosted melt inclusions of primitive shergottites. *Earth Planet. Sci. Lett.* **357-358**, 119–129.

Usui, T., Alexander, C.M.O.D., Wang, J., Simon, J.I. & Jones, J.H. (2015) Meteoritic evidence for a previously unrecognized hydrogen reservoir on Mars. *Earth Planet. Sci. Lett.* **410**, 140–151.

Washburn, E. (1924) The vapor pressure of ice and of water below the freezing point. *Mon. Weather Rev.* **52**, 488–490.

Watters, T.R., Leuschen, C.J., Plaut, J.J., Picardi, G., Safaeinili, A., Clifford, S.M., Farrell, W.M., Ivanov, A.B., Phillips, R.J. & Stofan, E.R. (2006) MARSIS radar sounder evidence of buried basins in the northern lowlands of Mars. *Nature* **444**, 905–908.

Zuber, M.T., Smith, D.E., Solomon, S.C., Abshire, J.B., Afzal, R.S., Aharonson, O., Fishbaugh, K., Ford, P.G., Frey, H.V., Garvin, J.B., Head, J.W., Ivanov, a.B., Johnson, C.L., Muhleman, D.O., Neumann, G.a., Pettengill, G.H., Phillips, R.J., Sun, X., Zwally, H.J., Banerdt, W.B. & Duxbury, T.C. (1998) Observations of the north polar region of Mars from the Mars orbiter laser altimeter. *Science* **282**, 2053–2060.

臼井 寛裕 (2011) 近年の火星隕石研究・火星探査から得られた新しい火星の描像 (企画総説「地球化学の最前線」). **地球化学 45**, 159–173.

光田 千紘 (2007) **放射過程によって調節された二酸化炭素氷雲による古火星大気の温室効果**. 博士論文, 北海道大学.