# 2020年度最優秀発表賞受賞論文 還元型原始地球大気の流体力学的散逸

# 吉田 辰哉<sup>1,2</sup>, 倉本 圭<sup>1</sup>

2021年3月15日受領, 査読を経て2021年4月2日受理

(要旨)近年の宇宙化学的研究により、地球マントル物質の同位体組成は始原的隕石の中で最も還元的 なエンスタタイトコンドライトに酷似していることが示されている.このことは形成期の地球に、金属鉄の 還元作用によってH<sub>2</sub>やCH<sub>4</sub>に富む還元型原始大気が形成されたことを強く示唆する.これまで富水素原 始大気は流体力学的散逸によって速やかに失われたとみられてきたが、これは放射活性分子種による放 射冷却過程やXUV吸収に付随する光化学過程を著しく簡略化したモデル計算に基づいており、水素残 留期間については不確定性が大きい.そこで本研究では、これらの過程を陽に組み込んだ流体力学的 散逸モデルを原始地球大気に適用することで、大気組成に依存した大気散逸率を求め、その結果を適用 して、現表層揮発性元素の貯蔵量や同位体組成と整合的な原始大気の進化経路を推定した.CH<sub>4</sub>や赤 外活性光化学生成物(H<sub>3</sub><sup>+</sup>, CH, CH<sub>3</sub>等)の混合比が小さい場合でもそれらの放射冷却の影響は著しく、 CH<sub>4</sub>/H<sub>2</sub>>0.01の場合,CH<sub>4</sub>はほとんど散逸せずH<sub>2</sub>のみが散逸する.散逸が抑制された結果、集積期に獲 得したH<sub>2</sub>の残留期間は>4億年にも達しうる.これは、地球上に生命が誕生したと推定される時期に重な り、初期地球において還元的大気種の温室効果によって温暖環境が保たれ、当時の大気が生命につなが る有機物の生成場として重要な役割を果たした可能性があることを示唆する.

# 1. はじめに

集積期の地球は原始太陽系星雲ガスの重力的捕 獲や微惑星の衝突脱ガスにより大気を獲得したと考 えられる. 従来,H<sub>2</sub>を主体とする星雲ガス成分は原始 地球から急速に散逸し,現在の大気はH<sub>2</sub>O-CO<sub>2</sub>を主 体とする衝突脱ガス成分に由来すると想定されてき た[1]. しかし,地球物質と各種隕石の多種の元素に またがる同位体組成の比較から,地球材料物質の大 部分は還元的なエンスタタイトコンドライト様物質で あることが近年になって示されてきた[2]. この場合, 衝突脱ガス成分は金属鉄との化学反応によって還元 され,H<sub>2</sub>やCH<sub>4</sub>主体の還元型原始大気が形成された

#### ことが予想される[3, 4].

還元型大気は生命誕生において重要な役割を果 たした可能性がある.H<sub>2</sub>やCH<sub>4</sub>に富んだ還元的環境 では高分子有機化合物が効率的に生成されること が知られている[5].実際に、タイタン大気では炭化 水素,ニトリル、ヘイズ等の多様な有機物が光化学 的に生成されている[6].初期地球で還元型大気が 維持された場合,大気が生命誕生に繋がる主要な有 機物生成場として有効に機能したと考えられる.ま た,H<sub>2</sub>やCH<sub>4</sub>のような還元的大気種が,当時の暗い 太陽の下にある初期地球表層において,液体の水を 安定化させる温室効果気体として,重要な役割を果 たした可能性がある[7].

一方,現在の地球大気における星雲ガス成分の枯 渇が示すように,還元型原始大気は地球史の初期の 段階で奪われたはずである.特にH<sub>2</sub>に富む大気は,

北海道大学
東北大学
tatsuya@ep.sci.hokudai.ac.jp

流体力学的散逸によってその大部分が流出した可 能性がある. 流体力学的散逸とは, 熱された上層大 気が膨張し惑星重力を振り切って宇宙空間に流出す る現象で, 地球においては初期太陽の強力なX線お よび極端紫外線(以下XUV)放射[8]を加熱源に駆 動されていたと予想されている.

これまで星雲大気を想定した純粋な水素大気に おける流体力学的散逸による散逸率の推定が行わ れてきた[9,10].近年の研究[10]はG型星の観測か ら推定されるXUVフラックスの進化曲線を用いて 星雲大気の散逸率の推定を行い、一海洋質量中に 含まれる水素が数百万年から数千万年以内に散逸 すると主張している。

一方で,H<sub>2</sub>-CH<sub>4</sub>主体の還元型原始地球大気を想定 したモデリング研究はこれまで行われていない.こ のような還元型原始大気は星雲大気と異なり赤外 活性分子を豊富に含み,それらの放射冷却が流体力 学的散逸に大きな影響を与える可能性がある.火星 を対象とした我々の先行研究[11]では,H<sub>2</sub>,CH<sub>4</sub>,CO とそれらの光化学生成物からなる原始火星大気に 対して,放射過程と光化学過程を考慮した流体力学 的散逸モデルを構築し,CH<sub>4</sub>やCOの放射冷却が大 気散逸を著しく抑制することを示した.火星よりも重 力が大きい地球では光分解が効率的に進み,H<sub>3</sub><sup>+</sup>や CHのような光化学生成物の放射冷却が効く可能性 がある.放射冷却により大気散逸が抑制されれば, 当然,水素残留期間は星雲大気に対する推定よりも 長期化することになる.

流体力学的散逸が激しく起こる場合,強い上昇流 に水素以外の大気成分も取り込まれて散逸し,質量 分別効果によってそれらの同位体組成が変化するは ずである[12].他方,現地球表層の炭素と窒素の同 位体組成は,地球に揮発性物質をもたらした材料物 質の生き残りと考えられる始原的隕石の同位体組成 とほぼ等しい[13].このことは地球表層の炭素と窒 素が流体力学的散逸の影響をほとんど受けていな いことを示唆している.放射冷却によって炭素種や 窒素種の流体力学的散逸が抑制されれば,地球と 始原的隕石の同位体組成の類似性について説明す ることが可能になる.

そこで,本研究では放射過程と光化学過程を陽に 組み込んだ多成分系における一次元流体力学的散 逸モデルを原始地球大気に適用し,大気組成の関数 として散逸率を求めた.また,得られた結果を適用 し,地球表層揮発性物質の現在の貯蔵量や同位体 組成と整合的な大気進化経路と還元的環境の持続 期間の推定を行った.

## 2. 流体力学的散逸モデル

数値モデルは火星向けに構築したモデル[11]を ベースに、原始地球大気に合わせて光化学過程と放 射過程を変更・拡張したものとなっている.以下に、 モデルの概要と原始地球大気計算のために施した 変更点について述べる.多成分球対称一次元系を 仮定し、下部境界組成はガス-マグマ-溶融金属鉄 間の化学平衡計算結果を参照しH<sub>2</sub>とCH<sub>4</sub>のみから なるとする、CH4の混合比はパラメータとする、化学 過程として、H2·CH4とそれらの光化学生成物(H,C, CH, CH<sub>2</sub>, CH<sub>3</sub>, H<sup>+</sup>, H<sup>+</sup><sub>2</sub>, H<sup>+</sup><sub>3</sub>, C<sup>+</sup>, CH<sup>+</sup>, CH<sup>+</sup><sub>2</sub>, CH<sup>+</sup><sub>3</sub>, CH<sup>+</sup>, CH<sup>+</sup>)の計16成分における97反応を考慮する. 各成分の質量保存則に化学反応による生成消滅を 組み込み、また運動方程式には成分間の運動量交 換を考慮する.また、エネルギー保存則には波長に 依存したXUVならびに赤外放射の放射伝達を考慮 する、XUVスペクトルと強度にはG型主系列星の観 測から推定された44.6億年前の太陽スペクトル[14] を与える. 波長積分したXUV強度は、現在の静穏 期の太陽の値の約100倍である.分子と原子による XUV吸収を考慮し、平行光線の放射伝達を解き球 殻平均することで、各成分の光分解率と併せて放射 加熱率を推定する[15]. また, CH4, CH, CH3, H3<sup>+</sup>に よる赤外輝線放射を考慮し、熱運動と流出運動に伴 うドップラー偏移を考慮した赤外放射伝達を解くこ とで放射冷却率を推定する.下部境界のH2数密度と 温度は、それぞれ均質圏界面の典型値10<sup>19</sup>m<sup>-3</sup>、当時 の太陽光度下での大気表皮温度200Kを与えた。

# 3. 計算結果

## 3.1 大気構造とエネルギー収支

定常状態における速度,温度,数密度,加熱率・ 冷却率の分布の典型例を図1に示す.それぞれの解 において大気は動径距離の増加につれて,ほぼ速度 なしから超音速に加速されている(図1(a)).大気の エネルギー収支において重要なCH<sub>4</sub>とその光化学生 成物の分布に着目すると,CH<sub>4</sub>は下部境界の直上で急 速に分解され,それに伴いCHやCH<sub>3</sub>が生成されてい る(図1(c)).この傾向は下部境界におけるCH<sub>4</sub>/H<sub>2</sub>比が 図に示した例と異なる場合も同様である.CH<sub>4</sub>の分解 に寄与する主要な反応は以下の通りである(図1(f)).

 $CH_4 + hv \rightarrow CH_2 + H_2$  (1)

$$CH_4 + hv \rightarrow CH_2 + H + H$$
 (2)

 $CH_4 + H^+ \rightarrow CH_4^+ + H \quad (3)$ 

 $CH_4 + H^+ \rightarrow CH_3^+ + H_2 \quad (4)$ 

CH<sub>4</sub>は光分解のみでなくイオンとの化学反応によって も分解されている.これらの反応によるCH<sub>4</sub>の分解 は木星や土星の電離圏でも起きることが知られてい る[16].火星と比べて地球では重力が大きいために 鉛直移流が鈍化し,下層でCH<sub>4</sub>の分解が進んでいる. CH<sub>4</sub>を分解する主要なイオンはH<sup>+</sup>で,H<sup>+</sup>数密度増加 に伴いCH<sub>4</sub>数密度は低下している(図1(c)(d)).H<sup>+</sup>は 主にH<sub>2</sub>の光分解によって生成される.

 $H_2 + hv \rightarrow H^+ + H + e \quad (5)$ 

一方で, 高度が増し温度が増加するにつれて(図 1(b)), 以下のCH<sub>4</sub>の生成反応も効きCH<sub>4</sub>の分解が抑 制されている.

 $H_2 + CH_3 \rightarrow CH_4 + H \quad (6)$ 

図2は亜音速領域におけるエネルギー収支を表している.ここで、図中の加熱効率は以下のように定義 される.

$$\eta = \frac{\int_{r_0}^{r_s} (q_{\rm abs} - q_{\rm ch} - q_{\rm rad}) 4\pi r^2 dr}{\int_{r_0}^{r_s} q_{\rm abs} 4\pi r^2 dr}$$
(7)

ここで, r<sub>0</sub>, r<sub>s</sub>はそれぞれ下部境界, 遷音速点の動径 距離, q<sub>abs</sub>, q<sub>ch</sub>, q<sub>rad</sub>はそれぞれ放射吸収率, 化学反 応によるエネルギー消費率, 放射冷却率を表す. 加 熱効率は吸収されたXUVエネルギーに対する大気 の熱エネルギーに分配されたエネルギーの割合を表 す.CH<sub>4</sub>/H<sub>2</sub>比に依らず, 化学反応によるエネルギー消 費とH<sub>3</sub><sup>+</sup>の放射冷却に, XUV吸収エネルギーの~75 %が食われている(図2). さらに,CH<sub>4</sub>の光分解によっ て生じたCHとCH<sub>3</sub>の放射冷却も大気のエネルギー 収支に大きな影響を与える. 下部境界近傍では低温 でも放射活性なCH<sub>3</sub>による放射冷却が効いている (図1(e), 図3). 高度が増し温度が上昇するにつれて CHの放射冷却も効くようになり(図1(e), 図3), CH<sub>4</sub>/ H<sub>2</sub>=0.007の時点で加熱効率は~5%となる(図2). これは僅かな放射冷却源が流出大気中に含まれた だけで大気散逸が著しく抑制されることを示してい る. なお, 輝線データの不足により今回考慮していな いCH<sub>2</sub>等の放射冷却を加味すると, 加熱効率はさら に低下する可能性がある.

### 3.2 大気散逸率

図4は全球からの百万年あたりの散逸質量フラックスを表している. ここで,  $H_2$ とCH<sub>4</sub>の散逸分子数フラックス $F_i$ と散逸質量フラックス $F_{m,i}$ ( $i = H_2$ , CH<sub>4</sub>) は以下のように与えられる.

## $F_{m,i} = m_i F_i = m_i 4\pi r_0^2 n_i(r_0) v_i(r_0) \quad (8)$

ここで、 $m_i$ ,  $n_i$ ,  $v_i$ はそれぞれ大気成分iの分子質量, 数密度,速度を表す.下部境界におけるCH<sub>4</sub>/H<sub>2</sub>比 が上昇するほど,放射冷却の影響により散逸質量フ ラックスは減少している.図4の破線はCH<sub>4</sub>がH<sub>2</sub>と 共に散逸するためのH<sub>2</sub>の散逸フラックスの下限値で ある臨界フラックスを表す.大気成分iに対する臨界 フラックス $F_{crit,i}$ はクロスオーバー質量 $m_{c,i}$ (主要大気 成分によって引き摺れることで散逸可能な副成分の分 子質量の上限値)を用いて以下のように導かれる[12].

$$m_{c,i} = m_{\rm H_2} + \frac{kT}{b_{\rm H_2,i}gX_{\rm H_2}} \frac{F_{\rm H_2}}{4\pi r_{0^2}} \qquad (9)$$

ここで、kはボルツマン定数、Tは温度、 $b_{H_2,i}$ は $H_2$ と 大気成分i間の衝突係数、gは重力加速度、 $X_{H_2}$ は $H_2$ の混合比を表す、 $b_{H_2,i}$ の値は[11]の式(5)から求めて いる、ここで、 $m_{c,i} = m_i$ とし $F_{H_2}$ について解くと、

$$F_{\text{crit},i} = \frac{4\pi r_0^2 b_{\text{H}_2,i} g X_{\text{H}_2}}{kT} (m_i - m_{\text{H}_2})$$
(10)

図4においてCH<sub>4</sub>/H<sub>2</sub>=0.005, 0.007のときの値を 用いて外挿すると, H<sub>2</sub>フラックスはCH<sub>4</sub>/H<sub>2</sub>=0.012 のときに臨界フラックスに達する. これはCH<sub>4</sub>/ H<sub>2</sub>>0.012のときにはCH<sub>4</sub>を残しH<sub>2</sub>のみが散逸する ようになることを意味している.



図1: 大気プロファイル. (a) 平均速度. 丸点は遷音速点を表し, 三角点は外圏底を表す. (b) 温度. (c) 中性成分の数密度. (d) イオンの数 密度. (e) 放射加熱率, 放射冷却率, 化学反応によるエネルギー消費率. (f) CH<sub>4</sub>を分解する反応の反応率. (c)-(f)は下部境界CH<sub>4</sub>/ H<sub>2</sub>=0.001の場合.



図2: 亜音速領域におけるエネルギー収支.「運動エネルギー」は運動エネルギーフラックスの正味発散,「エンタルピー」はエンタルピーフラック スの正味発散,「重力ポテンシャルエネルギー」は下部境界と遷音速点の重力ポテンシャルエネルギー差,「放射加熱」はXUV吸収による 加熱率,「化学反応エネルギー消費」は化学反応による正味のエネルギー消費率,「CH<sub>4</sub> 放射冷却」,「CH 放射冷却」,「CH<sub>3</sub> 放射冷却」, 「H<sub>3</sub> 放射冷却」はそれぞれCH<sub>4</sub>, CH, CH<sub>3</sub>, H<sub>3</sub>・による放射冷却率を表す.下部パネルにおける黒線は加熱効率を表す.



図3:1分子あたりの放射冷却率の温度依存性.



図4: H<sub>2</sub>とCH<sub>4</sub>の全球からの1 Myrあたりの大気散逸率. 右縦軸は現地球大気質量で規格化した値を表す. ここで, 1 bar = 5.3 × 10<sup>18</sup> kgで ある. 青線と赤線はそれぞれH<sub>2</sub>の散逸率, CH<sub>4</sub>の散逸率を表す. 破線はCH<sub>4</sub>がH<sub>2</sub>と共に散逸可能な場合のH<sub>2</sub>の散逸率の下限値(臨界 フラックス)を表す.



図5: (a) XUVフラックスを変化させた場合の大気散逸率. (b) XUVフラックスを変化させた場合の加熱効率. 標準設定の場合の値で規格化 している.

## 3.3 大気散逸率のXUV強度依存性

初期太陽のXUVフラックスには大きな不確定性 がある[17]. ここでは大気散逸率のXUV強度依存 性を調べるため,XUVフラックスが標準設定の場 合の2倍と3倍の場合の計算結果を示す.図5は標 準設定の場合の値で規格化したXUVフラックスが 2倍の場合と3倍の場合の大気散逸率と加熱効率 を表す.同じ大気組成において,大気散逸率は単純 にXUVフラックスに比例して増加するわけではな く,XUVフラックスに比例して増加するわけではな く,XUVフラックスとCH<sub>4</sub>/H<sub>2</sub>比が大きくなるほど, XUVフラックス増加に伴う大気散逸率の増加の度 合いは小さくなっている.これはXUVフラックスが 大きいほど冷却源であるH<sup>3</sup>,CH,CH<sub>3</sub>の生成率が 増加し,さらに大気温度が上昇することで.放射冷 却率が上昇するためである.

## 4. 原始地球大気の進化

### 4.1 原始大気の量と組成の変化

放射冷却によって加熱効率と大気散逸率が減少 することから,初期地球において水素残留期間が従 来の推定よりも長期化することが予想される.ここ では現地球表層揮発性物質の貯蔵量や同位体組成 と整合的な原始大気進化経路を推定する.下層大 気において炭素種はCH4として存在し,地表面には 原始海洋が存在すると仮定する. さらに,  $CH_4$ の散 逸終了時点で現地球表層炭素量( $CO_2$  70bar相当 [18])と同等の $CH_4$ が残留すると仮定する. XUV強 度は現在の強度の約100 倍とし,  $CH_4/H_2=0.012$ に 達し,  $H_2$ フラックスが臨界フラックスまで低下した後 は,  $CH_4$ の散逸を止める.  $CH_4/H_2>0.012$ における  $H_2$ フラックスは, 各濃度での臨界フラックスで近似 する. 簡略化のため流体力学的散逸中の大気供給 過程や他の大気散逸過程,  $CH_4$ から $CO_2$ への酸化 過程を無視する.

H<sub>2</sub>とCH<sub>4</sub>の量の時間変化は3章で示したそれぞれ の大気散逸率から推定することができる.大気量の 時間変化の推定方法の詳細は先行研究[11]に記述 されている.質量分別の計算には,炭素種のみでな く窒素種も同時に考慮する.原始大気中で窒素がど のような形で存在していたかは不明であるため,ここ ではN<sub>2</sub>の場合とNH<sub>3</sub>の場合の2通りを考える.さら に散逸終了時点で現在の地球大気窒素量(0.8bar) と同等のNが大気に残されると仮定する.窒素成分 やHD,<sup>13</sup>CH<sub>4</sub>等の微量大気成分の量の時間変化に ついては,それらは主要成分の運動に影響を与えな いと仮定し,H<sub>2</sub>の散逸率から導かれる以下の散逸率 [12]を仮定する.

$$F_{i} = \frac{X_{i}}{X_{\text{H}_{2}}} \frac{m_{c,i} - m_{i}}{m_{c,i} - m_{\text{H}_{2}}} F_{\text{H}_{2}}$$
(11)

ここで,X<sub>i</sub>は大気成分iの混合比である.

D/H比の変化を推定するため、大気と海洋間で 同位体交換反応が起き、平衡状態にあると仮定する [19].海洋量は現在の量で一定と仮定し、平衡係数 を求める際に必要な地表面温度は水素主体大気に おける地表面温度の推定[20]を参照する.

始原的隕石を地球に揮発性物質をもたらした材 料物質の生き残りとみなし、炭素と窒素の初期同位 体組成は始原的隕石の値の範囲に収まるという条件 を課す.現地球表層と始原的隕石の炭素・窒素同位 体比は非常に近い.地球マントルの平均的<sup>13</sup>C/<sup>12</sup>C比 に対する始原的隕石の<sup>13</sup>C/<sup>12</sup>C比は0.98から1.01で [21-23],地球大気の<sup>15</sup>N/<sup>14</sup>N比に対する始原的隕石 の<sup>15</sup>N/<sup>14</sup>N比は0.95から1.5である[22, 24, 25].現地 球海洋D/H比は炭素質コンドライトの値に近い.一 方で,初期D/H比は星雲ガス等の影響を受けるた め不確定性が大きい[26].ここではD/H比について は大気散逸による初期値からの濃集度合いを推定 する.

図6は現地球表層の炭素と窒素の貯蔵量と同位体 組成と整合的な大気進化経路で、初期大気量が最 大の場合である.この場合よりも初期H2量が大きい 場合には炭素と窒素の同位体分別が進み過ぎ、初期 同位体組成の制約条件を満たさなくなる.各大気成 分の大気質量は、以下の換算気圧を用いて表すこと にする.

$$P_i = \frac{M_i g}{4\pi R_p^2} \tag{12}$$

ここで、 $P_i \ge M_i$ はそれぞれ大気成分iの換算気圧と 大気質量を表し、 $g \ge R_p$ は地表面における重力加速 度と地球半径を表す。初期CH<sub>4</sub>/H<sub>2</sub>比が大きいほど 初期大気量は小さい(図7).また、CH<sub>4</sub>/H<sub>2</sub>比が大き いほど炭素と窒素の同位体分別の度合いは小さくな る(図8).炭素と窒素の初期同位体組成の制約条件 により(図6,8), CH<sub>4</sub>と窒素成分はH<sub>2</sub>と比べてほとん ど散逸しない(図6,7).この結果は放射冷却による散 逸の抑制に起因する.一方で、制約条件を満たすH<sub>2</sub> の最大量は~400barで、大質量の水素に富んだ原 始大気が形成された可能性があることを示している (図6,7).

大質量の富水素大気の形成は地球材料物質の化 学からも示唆される.第1章で述べたように,地球材 料物質の大部分がエンスタタイト様物質だった可能 性がある.この場合,金属鉄によるH<sub>2</sub>Oの還元によ り衝突脱ガス大気のH<sub>2</sub>/H<sub>2</sub>O比は~10となる可能性 がある[3].このH<sub>2</sub>/H<sub>2</sub>O比と現在の海洋量(~300 bar相当)を考慮すると,集積期には100barオーダー のH<sub>2</sub>を獲得したことが予想される.

海洋D/H比は同位体交換反応により大気D/H比 よりも上昇する(図6.8). 地球への水の主要な供給源 が炭素質コンドライト様物質の場合、全体の系にお ける初期D/H比は炭素質コンドライトと現地球海洋 の値に近くなり、海洋D/H比の上昇は現地球海洋の D/H比と一見非整合的に思われる[20]. しかし、今 回の推定はいくつかの仮定に依存していることに注 意が必要である. ここでは海洋質量は現在の値で一 定としていたが、実際には過去の海洋質量は現在よ りも大きかった可能性や、地球内部と表層間で水循 環が起きていた可能性がある.この場合,海洋D/H 比はここでの推定よりも元の供給源の値に向かって 均されることになる.また、海洋への重水素の濃集 度合いは地表面温度に大きく依存していることにも 注意が必要である. ここではH2-H2O大気モデルの 結果を参照し地表面温度を与えたが、CH<sub>4</sub>やNH<sub>3</sub>等 の他の温室効果気体の影響を考慮すると地表面温 度がさらに上昇する可能性がある. この場合も海洋 への重水素の濃集度合いは小さくなる. さらに、初 期D/H比が炭素質コンドライトの値と近いとする想 定も再検討する必要がある.もし原始惑星が星雲 ガス成分と脱ガス成分の双方からなる原始大気を 獲得した場合、初期D/H比は星雲ガス成分のD/H 比を反映し炭素質コンドライトの値よりも小さくなる [26].

図9は初期CH<sub>4</sub>/H<sub>2</sub>比と初期H<sub>2</sub>量に対する水素散 逸タイムスケールを表す.水素散逸タイムスケールは およそ4億年に達する(図6,9).H<sub>2</sub>-CH<sub>4</sub>大気からの水 素散逸タイムスケールは純粋なH<sub>2</sub>大気と比べて一桁 ほど長期化する(図9).さらに,ここではCH<sub>4</sub>散逸終 了後のH<sub>2</sub>フラックスは臨界フラックスと仮定してい たが,これは上限値であり,また一部の分子種によ る放射冷却を考慮できていないことから,実際には H<sub>2</sub>-CH<sub>4</sub>大気からの水素散逸タイムスケールはさら に長期化する可能性がある.



図6:現地球表層揮発性元素の貯蔵量と同位体組成と整合的な大気進化経路のうち,初期大気量が最大の場合の大気量,同位体組成,地 表面温度の時間変化.緑線と橙線はそれぞれ大気中の窒素の形態としてN<sub>2</sub>,NH<sub>3</sub>を仮定した場合を表す.



図7: 初期CH4/H2比に対する初期大気量. 網掛け領域は初期同位体組成の制約条件を満たす領域を表す.



図8: (a)現地球表層の平均的<sup>13</sup>C/<sup>12</sup>C比に対する初期の<sup>13</sup>C/<sup>12</sup>C比. (b)現地球大気の<sup>15</sup>N/<sup>14</sup>N比に対する初期の<sup>15</sup>N/<sup>14</sup>N比. (c)初期D/H比 に対する散逸終了時のD/H比. (a)と(b)の網掛け領域は始原的隕石の値の範囲を表す.



図9:初期CH₄/H₂比と初期H₂量に対するH₂散逸タイムスケー ル、実線が大気進化経路推定から得られた値で、破線が初 期H₂量を純粋なH₂大気における散逸率で割ることで得ら れた値。



図10:XUVフラックスが標準設定の2倍の場合のH2散逸タイム スケール.

## 4.2 仮定の不確定性が大気進化推定に 与える影響

#### (1)XUVフラックス

3.3節で述べたように、初期太陽のXUVフラック スには大きな不確定性がある.大気散逸率はXUV フラックスに依存するため、ここでは標準設定とは異 なるXUVフラックスの場合の大気進化経路を推定 する.基本的にはXUVフラックスが増加するほど大 気散逸率も増加する.従って、XUVフラックスが増 加するほど、炭素成分と窒素成分の同位体分別が進 みやすくなるため、その分初期H2量の範囲は制限さ れる.図10はXUVフラックスが標準設定の2倍の場 合のH2の散逸タイムスケールを示している.初期同 位体組成の制約条件を満たす初期H2量はXUVフ ラックスが大きいほど小さくなる.その結果、H2散逸 タイムスケールの上限値は~250Myrとなり、標準設 定の場合の約0.7倍となっている.

### (2)地球質量に達する以前の大気散逸

ここまでは地球質量に達してから大気散逸が始ま ると暗に仮定していた.しかし,実際には原始惑星 段階で星雲ガスが晴れ,地球の元となった原始惑星 は大気散逸の影響を受けていたと予想される[27]. 我々の火星を対象にした先行研究[11]は火星サイズ の惑星における原始大気でもHとCの同位体分別が 起こり得ること,分別度合いは初期大気の量と組成 に大きく依存することを示している.加えて大気散逸 の持続期間も重要なパラメータと思われる.原始惑 星上の大気の散逸期間が短かった場合には同位体 分別はほとんど進まないことになる.現在の地球と 始原的隕石の炭素と窒素の同位体組成がほぼ等し いことは,地球の元となった原始惑星は同位体分別 を伴う大気散逸の影響をほとんど受けなかったこと を示唆している.

一方で、原始惑星の巨大衝突時に同位体分別を起 こすことなく大質量の原始大気が失われた可能性も ある.この場合、原始惑星が星雲ガス成分を含んだ 原始大気を獲得したとしても、現在の地球大気が星 雲ガスと比べて希ガスに乏しいことを説明できる可 能性がある[28].

#### (3) 揮発性物質の供給過程と他の損失過程

後期集積は揮発性物質の供給において重要な役 割を果たした可能性がある.月形成を伴う巨大衝 突イベント後,地球には現在の質量の約0.5%の物 質が集積し続けたと考えられている[29].後期集積 物質の組成は未だ不明である.地球マントル物質と 隕石のRuの同位体組成分析によると,後期集積物 質もエンスタタイト様物質だったことが示唆される [30].一方で,同様の分析を太古代の超苦鉄質岩に 拡張し後期集積物質組成を推定すると,後期集積 物質は炭素質コンドライト様物質だったことが示唆 されている[31].

集積物質の多くが炭素質コンドライト様物質の場 合、炭素質コンドライトの揮発性物質含有量を参考 に10wt%のH<sub>2</sub>O, C/H=1/5, N/C=1/30を満たす CとNを含むと仮定すると[13], 集積するH, C, Nの 量はそれぞれ ~ 3 × 10<sup>20</sup> kg (~2海洋質量), ~ 4 × 10<sup>20</sup> kg(現表層炭素量とほぼ等価), ~ 1 × 10<sup>19</sup> kg(現大気中窒素量の~2 倍)となる.集積物質がエ ンスタタイトコンドライト様物質の場合でも, CとNに ついては炭素質コンドライト様物質の場合の~0.1 倍の量が集積したと予想される[32].

後期集積に伴う揮発性物質の供給が起きると同 位体分別が均されることで初期同位体組成の制約 条件を満たしやすくなり、初期大気量やH<sub>2</sub>散逸タイ ムスケールの上限値が上昇する可能性がある。例と して、10barのCO<sub>2</sub>と等価なCが散逸終了後に集積 した場合、<sup>13</sup>C/<sup>12</sup>C比が~0.997倍となり、初期大気 量とH<sub>2</sub>散逸タイムスケールの上限値が~1.05倍にな る.

同位体分別の緩和と同時に,後期集積時にH<sub>2</sub>が 生成されることでもH<sub>2</sub>残留期間が長期化する可能 性がある.特に,エンスタタイト様物質が集積し地球 上のH<sub>2</sub>Oが還元される場合には大量のH<sub>2</sub>が生成さ れる.集積物質中に30wt%の金属鉄が含まれてい て全てH<sub>2</sub>Oと反応しH<sub>2</sub>が生成されると仮定すると, ~ 3 × 10<sup>20</sup> kg(~60 bar)のH<sub>2</sub>が形成され,H<sub>2</sub>残 留期間が少なくとも~75Myr長期化することにな る. 一方で, 天体衝突時に衝突侵食によって大気が散 逸する可能性がある[33]. 衝突侵食による総大気散 逸量を正確に見積もることは困難である.しかし, 地 球質量程度の惑星では衝突侵食効率は小さく, さら に本研究で想定しているような大質量の原始大気で は効率はさらに下がるため[33], 原始地球における 衝突侵食の影響は限定的と考えられる.

地球内部と表層間の揮発性物質の循環も表層揮 発性物質量と組成に影響を与える可能性がある.地 球マントル中のH<sub>2</sub>O, C, Nの量はそれぞれ海洋質量 の1-10倍 [34], 表層炭素量の数倍から数十倍 [35], 大気中の窒素量の数倍 [36]と推定されている.揮発 性物質の循環が効率的に起きていた場合, 表層と大 気中の揮発性物質の同位体分別は均されるため,後 期集積と同様に初期大気量とH<sub>2</sub>残留期間の推定値 を増加させる方向に働く.

H<sub>2</sub>-CH<sub>4</sub>大気は光化学反応によって刻々と変化す る可能性がある.衝突脱ガス由来のH<sub>2</sub>-CH<sub>4</sub>大気の 光化学的進化を推定した最近の研究[4]は,35 bar のH<sub>2</sub>と14 barのCH<sub>4</sub>からなる大気ではCH<sub>4</sub>の光分 解が効率的に起き,数千万年以内でCO,CO<sub>2</sub>,有機 物に変化することを示している.大気進化経路推定 時に大気は常にH<sub>2</sub>とCH<sub>4</sub>のみから成り,さらに地表 面付近と均質圏界面付近におけるCH<sub>4</sub>/H<sub>2</sub>比は等し いと仮定していたが,均質圏界面より下層でもCH<sub>4</sub> の光分解が効率的に起きる場合には,大気散逸領 域におけるCH<sub>4</sub>混合比の減少により放射冷却の影 響が弱まり,H<sub>2</sub>残留期間の推定値が短くなる可能性 がある.また,生成されたCO<sub>2</sub>や有機物の地表面へ の堆積を考慮した場合も,CやNの同位体組成およ び大気進化推定に影響を与える可能性がある.

一方で、上記の研究では無視されていた過程を考 慮することで富水素大気におけるCH<sub>4</sub>やNH<sub>3</sub>の寿 命が長期化する可能性もある.まず、主要な酸化剤 であるOHの存在度は富水素大気では小さくなる可 能性があり、それによりCH<sub>4</sub>やNH<sub>3</sub>の寿命が長期化 する可能性がある[37].また、巨大惑星大気のよう にCH<sub>4</sub>やNH<sub>3</sub>の再生成反応が効率的に起きる可能 性もある[16].初期大気におけるCH<sub>4</sub>の光化学的安 定性のさらなる検討は今後の課題である.

## 4.3 初期地球における還元的環境の 長期持続の影響

本研究から水素に富んだ還元的環境が初期地球 において長期持続した可能性があることが明らかに なった. H<sub>2</sub>やCH<sub>4</sub>は初期地球の温暖化に寄与した 可能性がある[8]. 初期の太陽の光度は現在よりも~ 30 %ほど小さかったにも関わらず[38], 初期の地質 記録は初期地球においても海洋が存在していたこと を示唆している[39]. 還元的環境が長期間持続する ことにより, 初期地球の温暖環境や海洋の存在を説 明できる可能性がある.

水素に富んだ還元的環境は~40 億年前の生命誕 生時期[40]まで持続する可能性があることから,大 気が生命誕生に繋がる有機物生成においても重要 な役割を果たした可能性がある.大気中でH<sub>2</sub>/C>1 の場合,アミノ酸や糖類の前駆物質であるシアン化 水素やアルデヒドが効率的に生成される[6].さら にタイタン大気のようにCH<sub>4</sub>の光分解に伴い多様な 高分子有機化合物が生成されていたことも予想され る.このように大気中で効率的に有機物が生成され た場合には,有機物が高濃度に溶け込んだ海洋が 形成され,そこでの化学進化が生命誕生に繋がった 可能性がある.

## 5. まとめ

本研究では放射過程と光化学過程を陽に組み込んだ流体力学的散逸モデルをH<sub>2</sub>-CH<sub>4</sub>から成る原始 地球大気に適用した.CH<sub>4</sub>は光分解とイオンとの化 学反応により急速に分解される.CH<sub>4</sub>混合比増加に 伴い,光化学的に生成されたH<sup>+</sup><sub>3</sub>,CH,CH<sub>3</sub>の放射 冷却によるエネルギー損失によって大気散逸率は減 少し,下部境界のCH<sub>4</sub>混合比が1%以上の場合は CH<sub>4</sub>の散逸が止まる.現地球表層揮発性元素の貯 蔵量と同位体組成と整合的な原始大気進化経路を 推定したところ,集積期に獲得したH<sub>2</sub>の残留期間 は~4億年にも達することが明らかになった.この結 果は初期地球において還元的大気種の温室効果に よって温暖環境が保たれていたこと,当時の大気が 有機物生成場として重要な役割を果たした可能性が あることを示唆する.

## 謝辞

本研究の遂行にあたり,指導していただいた倉本 圭教授には心より感謝申し上げます.査読者からは 有益なコメントを頂き,本稿が大きく改善されまし た.本研究は日本学術振興会の特別研究員奨励費 (19J11459)の助成を受けて行いました.

# 参考文献

- 例えば Matsui, T. and Abe, Y., 1986, Nature 319, 303.
- [2] Dauphas, N., 2017, Nature 541, 521.
- [3] Kuramoto, K. and Matsui, T., 1996, J. Geophys. Res. Planets 101, 14909.
- [4] Zahnle, K. et al., 2020, Planet. Sci. J. 1, 11.
- [5] Schlesinger, G. and Miller, S. L., 1983, J. Mol. Evol. 19, 383.
- [6] Wilson, E. H. and Atreya, S. K., 2004, J. Geophys. Res. Planets 109, E06002.
- [7] 例えば Sagan, C. and Mullen, G., 1972, Science 177, 52.
- [8] Ribas, I. et al., 2005, Astrophys. J. 622, 680.
- [9] Sekiya, M. et al., 1980, Prog. Theor. Phys. 64, 1968.
- [10] Lammer, H. et al., 2014, Mon. Not. R. Astron. Soc. 439, 3225.
- [11] Yoshida, T. and Kuramoto, K., 2020, Icarus 345, 113740.
- [12] Hunten, D. M. et al., 1987, Icarus 69, 532.
- [13] Marty, B., 2012, Earth Planet. Sci. Lett. 313, 56.
- [14] Claire, M. W. et al., 2012, Astrophys. J. 757, 95.
- [15] Tian, F. et al., 2005, Astrophys. J. 621, 1049.
- [16] Yung, Y. L. and DeMore, W. B., 1998, Photochemistry of Planetary Atmospheres (Oxford University Press).
- [17] Tu, L. et al., 2015, Astron. Astrophys. 577, L3.
- [18] Holland, H. D., 1978, The Chemistry of the Atmosphere and Oceans (John Wiley and Sons).
- [19] Genda, H. and Ikoma, M., 2008, Icarus 194, 42.
- [20] Pahlevan, K. et al., 2019, Earth Planet. Sci. Lett. 526, 115770.

- [21] Des Marais, D. J., 2001, Rev. Mineral. Geochem. 43, 555.
- [22] Kerridge, J. F., 1985, Geochim. Cosmochim. Acta 49, 1707.
- [23] Marty, B. et al., 2013, Rev. Mineral. Geochem. 75, 149.
- [24] Grady, M. M. and Wright, I. P., 2003, Space Sci. Rev. 106, 231.
- [25] Füri, E. and Marty, B., 2015, Nat. Geosci. 8, 515.
- [26] Saito, H. and Kuramoto, K., 2020, Astrophys. J. 889, 40.
- [27] Odert, P. et al., 2018, Icarus 307, 327.
- [28] Genda, H. and Abe Y., 2005, Nature 433, 842.
- [29] Walker, R. J. et al., 2015, Chem. Geol. 411, 125.
- [30] Fischer-Gödde, M. and Kleine, T., 2017, Nature 541, 525.
- [31] Fischer-Gödde, M. et al., 2020, Nature 579, 240.
- [32] Weisberg, M. K. et al., 2006, Meteorites and the early solar system II, 19.
- [33] Melosh, H. J. and Vickery, A. M., 1989, Nature 338, 487.
- [34] Genda, H., 2016, Geochem. J. 50, 27.
- [35] Hirschmann, M. M., 2018, Earth Planet. Sci. Lett. 502, 262.
- [36] Johnson, B. and Goldblatt, C., 2015, Earth-Sci. Rev. 148, 150.
- [37] Hu, R. et al., 2012, Astrophys. J. 761, 166.
- [38] Gough, D. O., 1981, Solar interior structure and luminosity variations (Springer).
- [39] Mojzsis, S. J. et al., 2001, Nature 409, 178.
- [40] Rosing, M. T., 1999, Science 283, 674.