

Atmospheric Escape Processes and Planetary Atmospheric Evolution Section 3-4

G. Gronoff, P. Arras, S. Baraka, J. M. Bell, G. Cessateur, O. Cohen, S. M. Curry J. J. Drake, M. Elrod, J. Erwin, K. Garcia - Sage, C. Garraffo, A. Glocer, N. G. Heavens, K. Lovato, R. Maggiolo, C. D. Parkinson, C. Simon Wedlund D. R. Weimer, and W. B. Moore. (2020).

Journal of Geophysical Research: Space Physics, 125(8), e2019JA027639.

2021/08/17

担当：坂東日菜（京大M1）

Contents

3. 主なパラメータと概念

3.1. 律速パラメータ

3.2. エネルギーインプット

3.3. 大気構造

3.4. 観測可能なマーカーの時間依存と生成

4. 太陽系の惑星・天体での散逸

4.1 太陽強制

4.2 下層、地表や内部とのカップリング

3.1 律速パラメータ

臨界加熱率

- これまでの理論はJeans→流体力学的散逸の移行を完璧には説明できていない
- 系外惑星と冥王星からの急速な散逸を説明するための遷音速モデル (Murray+,2009) → 間違った上層大気構造を与えていると発見された
- Johnson+ (2013a, 2013b) は、遷音速解が存在するかどうか、つまり流体力学的モデルによる散逸の近似ができるかどうか、を確かめる基準を開発した
- $r_0 < r_* < r_x$ とすると正味の加熱率は

$$Q_{net} > Q_c \approx 4\pi r_* \frac{\gamma}{c_c \sigma_c K n_m} \sqrt{\frac{2U(r_*)}{m}} U(r_0) \quad (65)$$

$$U(r) = \frac{GmM}{r} \quad (66)$$

3.1 律速パラメータ

エネルギー律速散逸

- 系外惑星の質量損失率は大抵の場合、エネルギー律速散逸を仮定
- 仮定の基盤：熱圏が主にHで構成され、Hの電離により加熱される
→熱が流体力学的散逸に変換される

放射・再結合律速散逸

- 活動的な恒星のそばのgiant planetにはより厳しい制約としてこちらが使われる
- H⁺が再結合し、系のエネルギーを減らしてしまうから(Linsky, 2019; Luger, 2017)
- そのため散逸は F_{XUV} のかわりに $\sqrt{F_{XUV}}$ に依存する

3.1 律速パラメータ

エネルギー律速散逸の主な問題：

1. 散逸領域が評価されていない
系外惑星が流体力学的散逸になかったら、エネルギー律速散逸方程式は散逸の過大評価をしてしまう
2. 大気プロファイルが定まっていない
本当に流体力学的散逸な領域であるなら、大気プロファイルはどのようになり、散逸効率はどうなるか？
3. 大気の組成を考慮していない（Hのみで考えている）
例）CO₂などの冷却種が存在すると散逸領域は全く変わってくる。
拡散律速ならHが熱圏に大量に存在できなくなる。
4. 光電離加熱しか考慮されていない
中心に近い惑星ではジュール加熱や粒子降下も加熱の大きな原因となる
5. 非熱的プロセスを扱っていない
これは散逸種のプロファイルを劇的に変えてしまう可能性がある

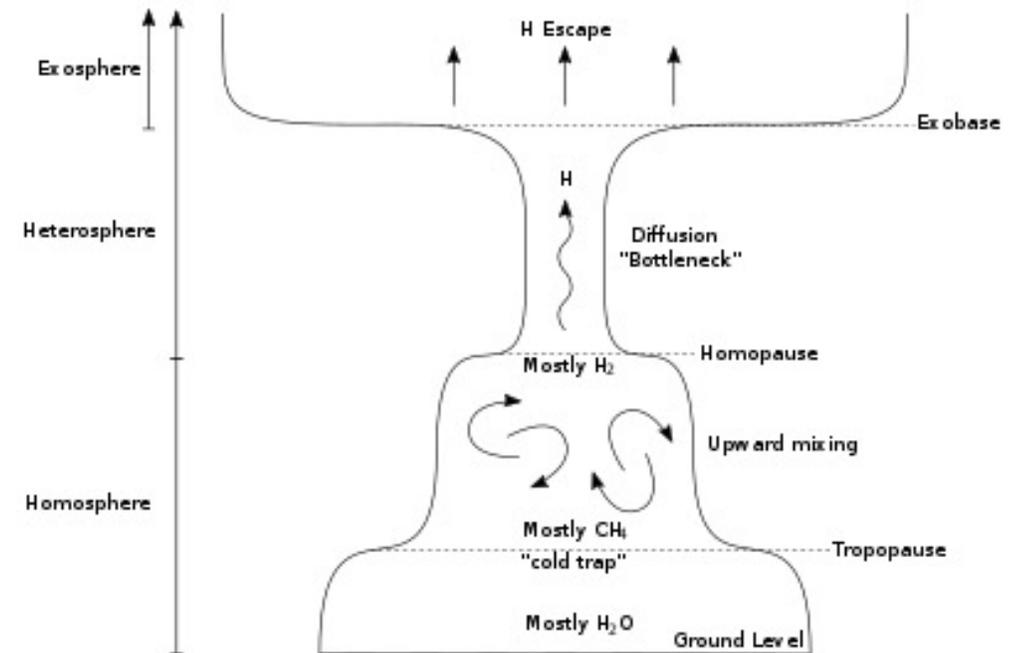
3.1 律速パラメータ

拡散律速散逸

- いくつかの散逸プロセスは散逸可能な粒子の量に制限される。それら粒子の散逸を律速するのは、下層大気から上層大気への拡散である。
- 典型的には、地球のHの散逸は拡散律速であり、式15に従う

$$\Phi_i(\text{escape}) = \left(\frac{b_{i,dom}}{H} \right) \frac{n_{i,homopause}}{n} \quad (15)$$

- タイタンでは、地球と同じように、下層熱圏深くにある等質圏界面を通じた律速フラックスによってH₂散逸が決まる



Catling+,2017より

3.2 Energy Inputs

The EUV/XUV Flux

- EUV/XUVフラックスは外気圏の温度と exobase 高度を変化させる
- また、光化学プロセスを通じたホットな原子の生成も担っている
- 地球では、EUV/XUVフラックスは太陽活動度の関数として変化
- 可視光と赤外で太陽放射の変動が少ないとき(最小0.1%、最大でも1%)には、XUV・EUVにおける太陽放射照度の変動が2倍以上になり、上層大気に直接影響を及ぼす可能性がある(Haigh, 2007)
- この変動は2つの異なる起源を持つ:
 1. フレアなどの時間スケールが1分~1時間の突発的な爆発イベント
 2. 数日~数年の長い周期をもつ、太陽円盤全体の活動
太陽円盤の活動領域の出現と消滅に関係しており、中心から縁への変動の13.5日の変調を伴う、27日間の太陽自転スケールの変動を引き起こしている

3.2 Energy Inputs

- XUV/EUV変動が地球の上層大気に与える影響は経験的なモデル(Bowman et al., 2008)によって定量化されている
- Luhmann et al. (1992)は火星においてEUVフラックスが散逸プロセスに与える影響を計算.これは太陽風動圧の計算も含む
- EUVフラックス増える
 - exobaseの上のホットな酸素の密度が増える (exobase高度も上昇)
 - ホットな酸素の脱出が増加、pick-up ion密度も増加
 - スパッタリングする原子も増加
- これらの非線型効果により、図3で計算されたような散逸率の大きな変動が生じる

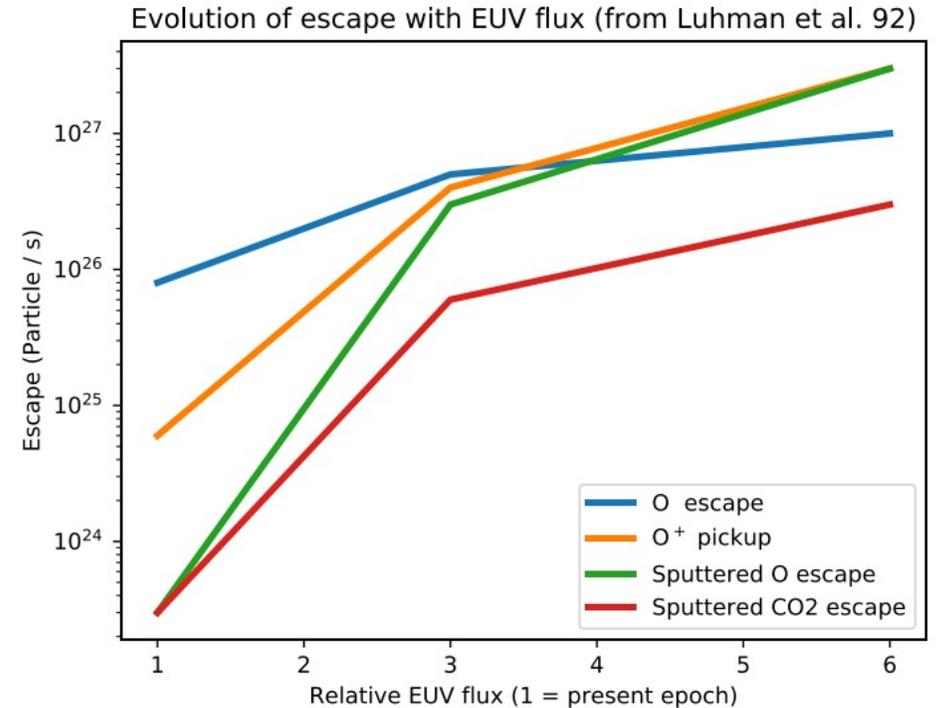


Figure 3. EUV dependence of the escape process at Mars. Simulations data from (Luhmann et al., 1992).

3.2 Energy Inputs

電子フラックス

オーロラ型電子フラックス

- 太陽風やIMFと惑星の磁場や磁気圏との相互作用の結果として生成され、それが電離圏の電場や電流を駆動する
- 地球でのエネルギーフラックスは1GW以下～20GWの範囲(Newell et al., 2010)
- MAVENにより観測された拡散電子とプロトンオーロラはかなりの量のエネルギーを運んでいる可能性があるが、総フラックスはまだ推定が必要
- 木星・土星のオーロラ放出は、それぞれ1TW, 0.1TWのオーダー
- このレベルの加熱は太陽放射によるものより遥かに大きいため、オーロラは上層大気の熱特性に大きく寄与していると言える

The Suprathermal Electrons

- 電離圏の通常の電子よりも高いエネルギーをもった電子

3.2 Energy Inputs

電磁エネルギー(ジュール加熱)

- ジュール加熱とは、電離圏プラズマによる電流に対する熱圏の抵抗によって生じるもの(Vasyliunas & Song, 2005)
- 電場と導電率を評価することで計算される
- 極域電離圏でのジュール加熱は外圏温度と流出量に大きな影響を与える(2.4.4節)
- 地球でのジュール加熱は、通常 数GW程度だが、極端な場合には1TW(Lu et al., 1998)から5TWにもなり熱圏の平均温度を500K上昇させる。(Weimer et al., 2011)
- Wilson et al. (2006)は、ジュール加熱は粒子降下によるエネルギーの約3倍で、その比率は様々なイベントで2~7で変化することを明らかにした
- 木星に関してStrobel (2002)は、ジュール加熱とオーロラ粒子加熱は地球の典型的な条件での約1000倍になると推定した(500TWのオーダー)

3.2 Energy Inputs

断面と電離の計算

- 弾性および非弾性断面は、粒子降下から大気へのエネルギー移動を計算する際の核心となるため、電離、励起、解離の断面積は全ての計算に必要
- 最も包括的なものは高層大気の研究を念頭に置いて開発されてきた AtMoCIAD というもの
- 一貫性のある断面図があれば、比較惑星学的な研究ができる
このような計算の一例を図7に示す

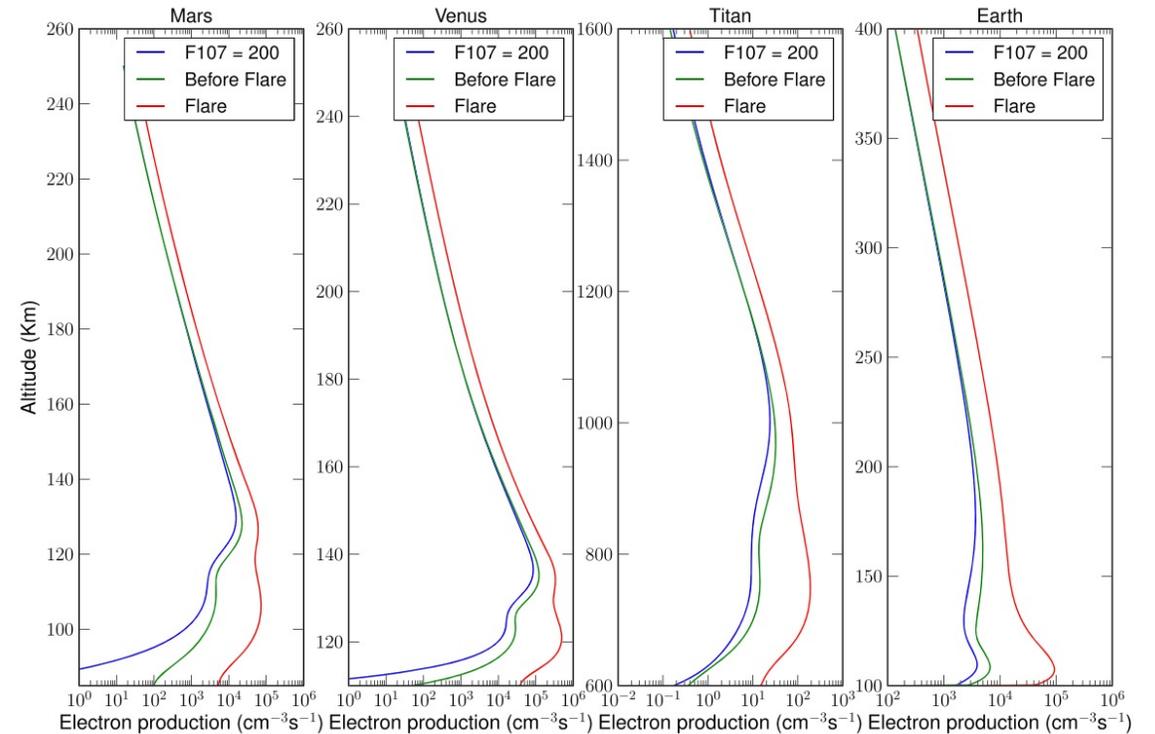


図7:火星,金星,タイタンにおける同様な条件での電離

3.3 大気の構造

鉛直混合と光化学モデリング

- 大気中の特定の種が他の種に変化する光化学的・化学的プロセスを知ること
とで、大気中の各種の分布を計算することができる
- この計算には一連の連立連続方程式の同時解が必要、各大気種に1つずつ;

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \cdot \varphi_i = P_i - L_i n_i, \quad (67)$$

- φ_i は特定の種のフラックス、 t は時間、 n_i は数密度、 P_i は化学生成率、 L_i は高度 z 時間 t での損失周波数(Chamberlain & Hunten, 1987, see)
- 式67により、対象の種の分布が得られる。
- 解法は次のセクションで一次元のものについて説明する

3.3.1.1 一次元の一般的解法

惑星大気中の微量成分の垂直分布は各種の一次元の連続方程式にしたがう；

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial \varphi_i}{\partial z} = P_i - L_i n_i, \quad (68)$$

φ_i は垂直フラックスで、次のように近似できる

$$\varphi_i = \varphi_i^K + \varphi_i^D. \quad (69)$$

渦拡散 φ_i^K は、

$$\varphi_i^K = -K \left(\frac{\partial n_i}{\partial z} + \left(\frac{1}{H_{av}} + \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} \right) n_i \right) \quad (70)$$

これは大規模循環や重力波など巨視的な運動をパラメータ化する鉛直フラックスを表す。

3.3.1.1 一次元の一般的解法

また、 φ_i^D は分子拡散によって運ばれる垂直フラックス

$$\varphi_i^D = -D_i \left(\frac{\partial n_i}{\partial z} + \frac{(1 + \alpha_i) \partial T}{T \partial z} + \frac{n_i}{H_i} \right) \quad (71)$$

D_i と $K = K(z)$ はそれぞれ、分子拡散係数と鉛直渦拡散係数。
分子拡散係数は、Marrero (1970) and Cravens (1987) より

$$D_i = \frac{b_i}{n_{bg}} = \frac{AT^s}{n_{bg}}$$

H_i, H_{av} はそれぞれ構成要素と背景大気圧のスケールハイト

$$H_i = \frac{kT}{M_i g}, \quad H_{av} = \frac{kT}{M_{avg} g}$$

これらの計算では、熱拡散要素の影響は与える寄与が小さい(1%以下)なので無視している。

3.3.1.1 一次元の一般的解法

- 渦混合は大気を均質化する傾向があり、すべての種が平均大気圧スケールハイトにしたがって分布する
- 分子拡散は大気成分を個々の分子量で分離する傾向がある。
- 分子拡散係数=渦拡散係数 となる高度は*i*成分の等質圏界面として定義される
- この高度より上では、分子拡散が支配
 - 拡散平衡に達するための時定数は $\tau_D = \frac{H_{av}^2}{D_i}$
- 等質圏界面より下では、渦拡散が支配し長寿の種が混合される
 - 混合時定数は、 $\tau_K = \frac{H_{av}^2}{K}$

3.3 大気の構造

渦拡散係数 $K(z)$

- 大規模循環や重力波などのプロセスによって起こる機械的混合の量は、惑星大気の基本的な特性の一つ
- 一次元デルでは、混合は渦拡散係数($K, K_z, K(z)$)で特徴付けられる
- 等質圏界面付近での $K(z)$ の値 K_h は、分子拡散が支配を始めるところを決める上で重要

熱圏-電離圏シミュレーション

中性種はそれぞれのスケールハイトにしたがうので、各中性種ごとに密度を考えなければならない

3Dモデリングの重要性

- 化学的性質、力学的性質、エネルギーバランスなどの大気全体の性質を幅広く得られる
- 一次元モデルだけでは、雲や氷床、海が存在などを反映できない

3.3 大気の構造

外気圏温度

- 外気圏温度が大気散逸に与える影響
 1. T_{exo} が高いと熱的散逸が増える
 2. 暖かい熱圏では、exobase高度が高くなり、exobase面が大きくなる。結果、惑星からの散逸が増え、非熱的散逸の断面が大きくなる
 3. T_{exo} が高いと非熱的プロセスが効率的にはたらく
- 外気圏温度は次に依存する
 - a. UVフラックス（光子加熱）
 - b. 化学的加熱
 - c. 電磁エネルギー（ジュール加熱）
 - d. 粒子降下（オーロラ加熱）

外気圏温度

外気圏温度の算出

- 加熱と冷却の平衡により温度が決まる
- 太陽系内の惑星では、加熱は光励起、冷却は熱伝導が中心
- 光励起・光解離による加熱は、これらが残した運動エネルギーによるもの：種に対するk番目の反応の閾値 $E_{t,k}$ と光子のエネルギー E の差分が熱に変換される
- 単位エネルギーあたりの光子フラックスを $\Phi(E)$ とすると、

$$Q_{UV,k} = \int_{E_{t,k}}^{\infty} (E - E_{t,k}) n_k \sigma_k(E) \Phi(E) dE. \quad (72)$$

- 熱伝導は以下の式で解かれる

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{\rho c_p} \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad (73)$$

$$k = AT^{0.69} \quad (74)$$

外気圏温度

- 外気圏温度の推定に重要なパラメータ
 1. 光励起
 2. 熱伝導による冷却
 3. 化学的加熱・冷却
 4. 放射冷却
 5. 近赤外線加熱
 6. 風や膨張による動的冷却
 7. 重力波の散逸による加熱

3.3.3 熱圏界面の高度

- 熱圏界面は、スケールハイトが熱粒子の平均自由行程と等しくなる高度
- この高度より上では、エネルギーを持った粒子は衝突せずに脱出する
- 一成分の熱圏のとき、熱圏の密度は

$$n(z) = n_0 \times e^{-\frac{z-z_0}{H}}$$

熱圏界面では $n_{exo} = \frac{H}{\sigma}$ (σ は衝突断面積)なので、

$$z_{exo} = z_0 - H \ln\left(\frac{n_{exo}}{n_0}\right)$$

3.4 観測可能なマーカーの時間依存性と生成

恒星強制パラメータの時間進化

- 恒星の磁気活動は恒星の回転によりダイナモ機構を通して駆動されている
- 磁化された風に角運動量を奪われて、自転速度は徐々に落ちていく
- T Tauriと呼ばれる進化の初期段階(数百万年)では、**ディスクロック**というメカニズムで恒星のスピンアップを妨げる

星と原子惑星系円盤との間の角運動量のやりとりが、両者をつなぐ磁場によって調整される→円盤が磁気ブレーキをかけている

円盤が分散してしまうと、星は収縮の結果自由に回転するようになる

主系列に入ると収縮はストップし、恒星風を通した磁気ブレーキによりスピンダウンする

3.4.1 恒星強制パラメータの時間進化

- 回転周期はスピンドアウンについてのSkumanichの法則 $P_{rot} \propto t^{\frac{1}{2}}$ にしたがう。これはジャイロクロノロジーの基本で、自転周期から恒星の年齢がわかる
- 初期自転周期が速いと、初期自転周期が遅いものより長く高速回転を続ける
- 最終的には、恒星の質量に依存するある年齢になると全ての星がSkumanichの法則に従うようになり、ジャイロクロノロジーの信頼度があがる

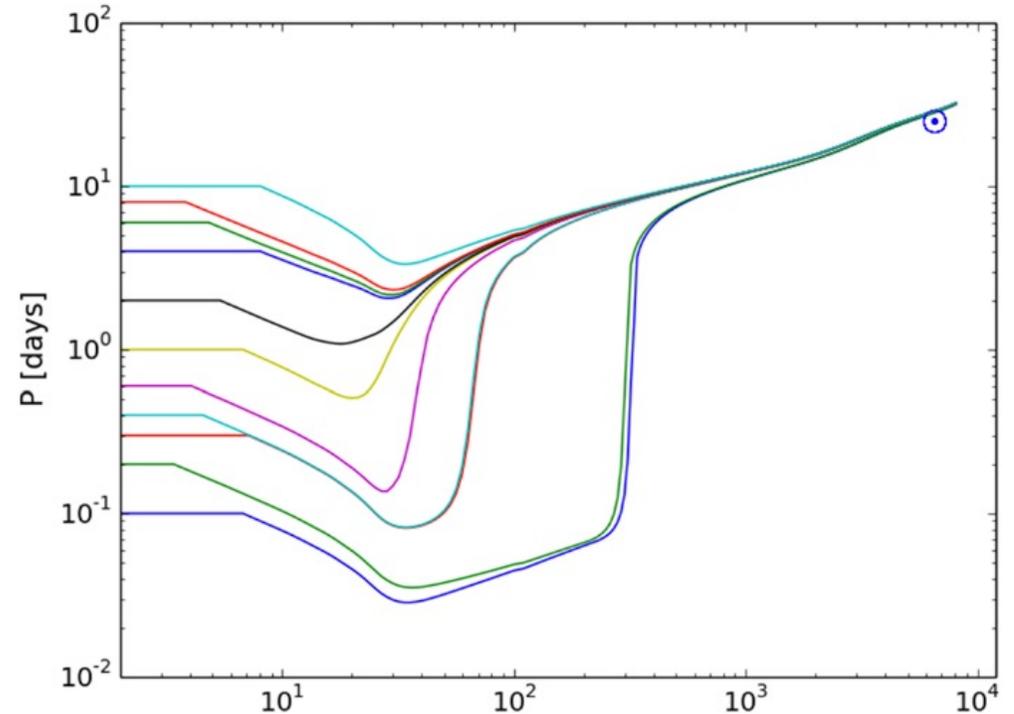


図8 1M \odot の恒星（異なる初期自転周期をもつ）の自転周期時間進化

3.4.1 恒星強制パラメータの時間進化

- UV・EUV・X線放射を生み出す磁気ダイナモ活動の原動力は恒星の自転
- これらの自転依存性は、図9にあるように磁気的な**ロスビー数**に非常に単純な経験的関係を示す
- **ロスビー数**は回転周期と対流圏の底辺付近での対流回転時間の比

$$Ro = P_{rot} / \tau_{conv}$$

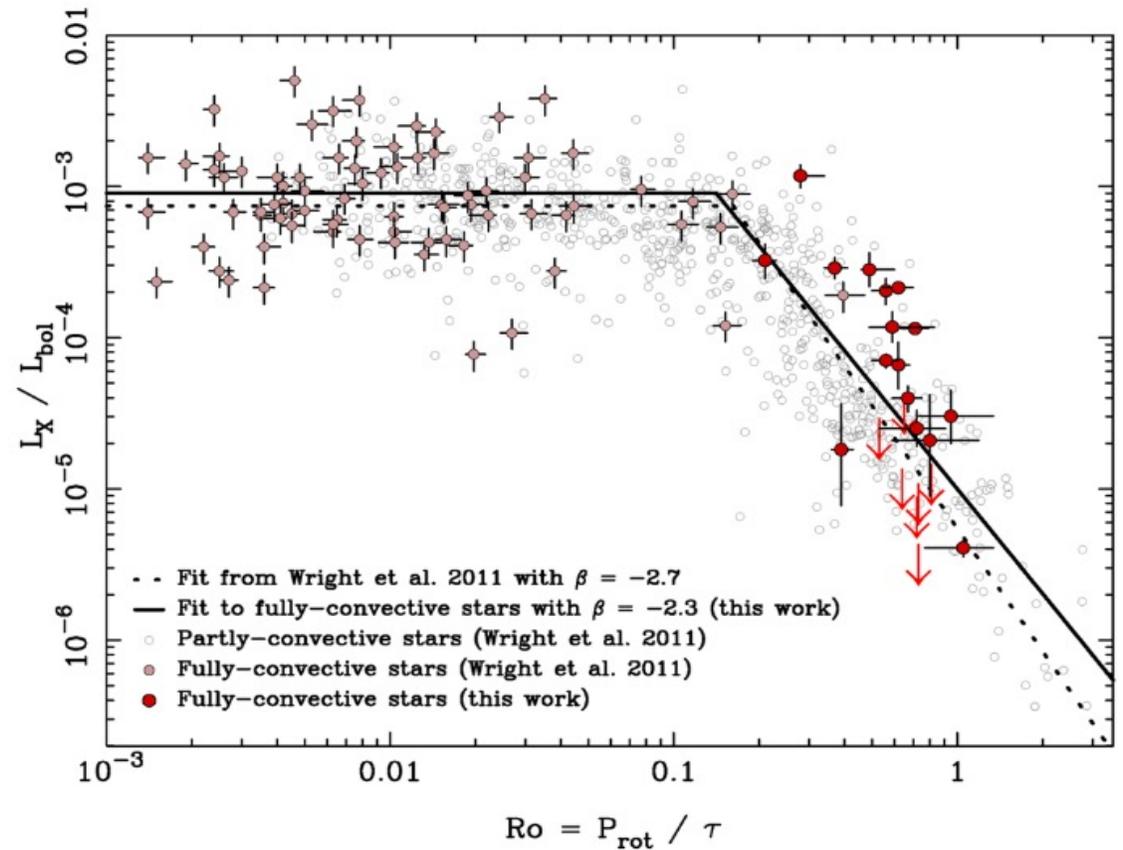
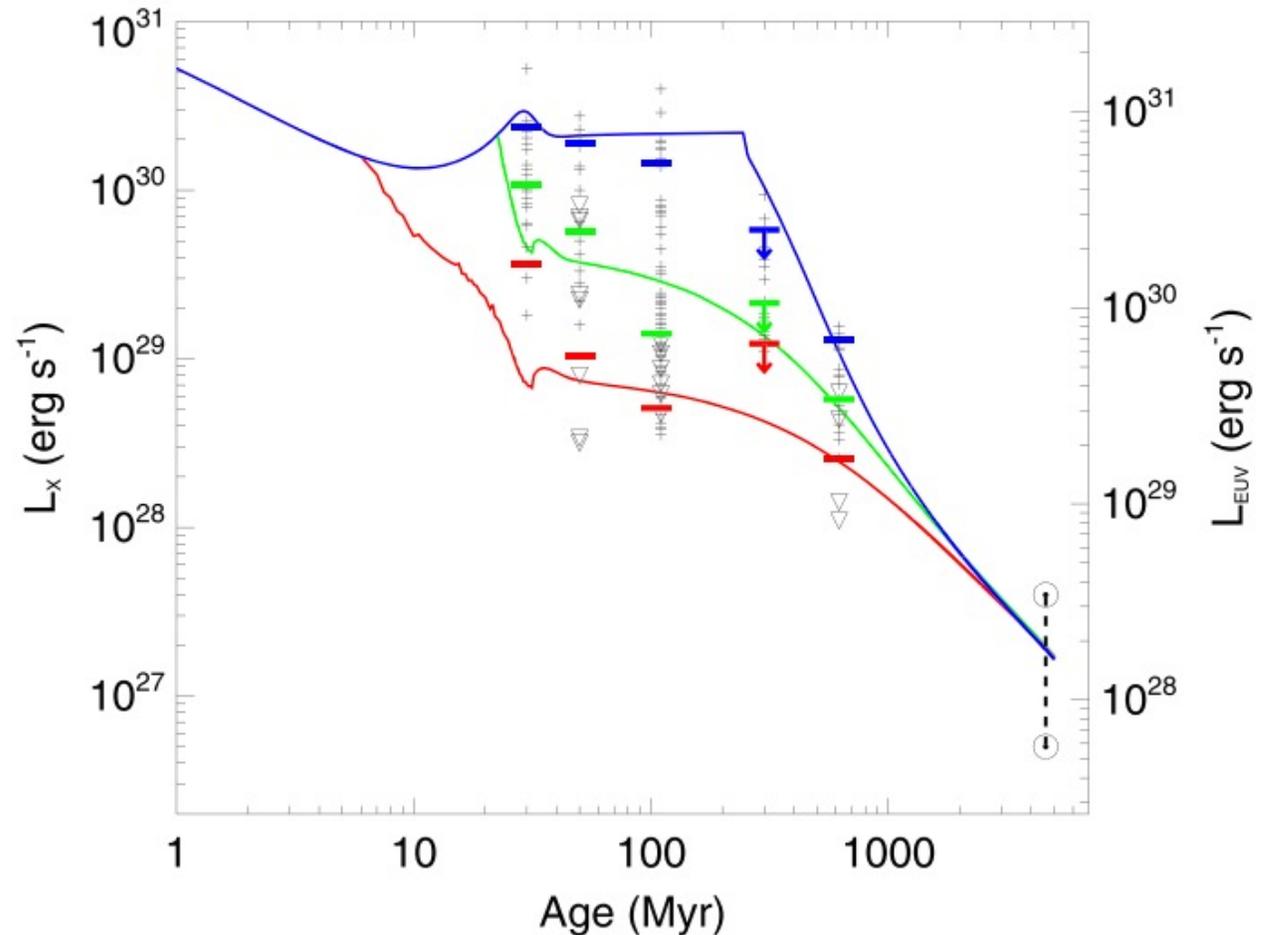


図9：M dwarfを含むスペクトル型FからMまでの恒星の総ボロメトリック出力で規格化したX線輝度 L_X/L_{bol} を、ロスビー数の関数として示したもの

3.4.1 恒星強制パラメータの時間進化

- 図10 太陽質量の恒星についての、時間の関数としてのX線とEUVの輝度
- 3種類の回転進化の軌跡と、散開星団の中の一つの星のX線輝度観測値
- 逆三角は上限を示す
- 横の実線は、各年齢で観測された L_x の分布の10%,50%,90%を示す



3.4.2 同位体分別と惑星大気の歴史

流体力学的分別の理論

- 2.1.4節では流体力学的に散逸した n_a により引きずられる種 n_b の差分フラックスを求める方法があつかった
- 大気中の種bの総含有量 N_b を考慮すると、種aの流体力学的散逸の履歴に応じた N_b の変化を推定できる
- Pepin (1992)にしたがい、補充がないと仮定すると、aの散逸フラックス $F_a(t)$ は、 $F_a(t) = F_a^0 f(t)$
fは時間と共に減少する関数

$$\frac{dN_b}{N_b} = -\frac{F_a^0}{N_a} \left[f(t) - \frac{m_b - m_a}{m_c^0 - m_a} \right] dt \quad (75)$$

これを解くことで種bの総散逸量が求められる

3.4.2 同位体分別と惑星大気の歴史

ジーンズ・非熱的分別

- 大気散逸にともなう分別を議論する際、**レイリー分別・蒸留法**という表記法がよく使われる (Jakosky, 1994; Johnson et al., 2000; Mandt et al., 2009)
 - 二つの化学種(大抵は同位体)の比 R が主なパラメータとなる。
 - 観測された a 種と b 種の比 $R(z) = n_b(z)/n_a(z)$ と、全比率 $R = N_b(z)/N_a(z)$ (z はhomopause以下)を混同しないように注意。
 - 観測された比は、homopauseより上での分別。
- レイリー蒸留法の仮説は、任意の種 i がその総量に比例して失われること : $dN_i = k_i N_i$

ジーンズ・非熱的分別

- したがって

$$\frac{dN_b}{dN_a} = \frac{k_b N_b}{k_a N_a} = f \frac{N_b}{N_a} \quad (76)$$

$$\frac{dN_b}{N_b} = f \frac{dN_a}{N_a} \Rightarrow \ln\left(\frac{N_b}{N_b^0}\right) = f \ln\left(\frac{N_a}{N_a^0}\right) \quad (77)$$

$$\left(\frac{N_b/N_a}{N_b^0/N_a^0}\right) = \left(\frac{N_a^0}{N_a}\right)^{(1-f)} \quad (78)$$

$$\frac{N_a^0}{N_a} = \left(\frac{R}{R^0}\right)^{\frac{1}{(1-f)}} \quad (79)$$

- 式79は、分別係数fと最初の同位体比 R^0 、現在の同位体比Rがわかれば、散逸による全損失量が評価できる
- 式5を用いるとジーンズ散逸の分別係数は

$$f_{\text{Jeans}} = \sqrt{\frac{m_a \mathbf{1} + \lambda_{\text{ex},b} e^{\lambda_{\text{ex},a} - \lambda_{\text{ex},b}}}{m_b \mathbf{1} + \lambda_{\text{ex},a}}} \quad (80)$$

3.4.2 同位体分別と惑星大気の歴史

分別に関する未解決問題

- 金星ではD/H比 $> \sim 1.6 \times 10^{-2}$ (Donahue et al., 1982; Marcq et al., 2018)
→金星での水の損失は地球での海の損失と一致の可能性
(Shizgal & Arkos, 1996)
- 火星での ^{14}N に対する ^{15}N の濃縮は、比熱的プロセスで説明可能 (Shizgal & Arkos, 1996)
- Arは化学的に反応しないため、 $^{38}\text{Ar}/^{36}\text{Ar}$ 比から、火星の大気の66%が宇宙に逃げたとわかったJakosky et al. (2017)
- 金星では表面吸着が分別を起こし、日変動で強調が起こることを発見(温度が変わるとガス吸着量も変わる) Livengood et al. (2020)

分別に関する未解決問題

キセノンパラドックス

- 地球では、キセノンはコンドライト時代の組成で規格化すると、他の希ガスや揮発性元素に比べて一桁以上も減少
- 重い同位体元素が濃縮されている
- キセノンは希ガスの中で最も反応性が高い

パラドックスを説明するには？

- H^+ の脱出によって駆動される Xe^+ の脱出
- 重いキセノンのヘイズへの補足
 - しかしキセノンは質量が大きく、重力結合エネルギーが大きいため、他の希ガスの脱出を伴わない大量のキセノン散逸は考えにくい
- キセノンの地殻への吸収？

4 太陽系内惑星・天体での散逸

太陽強制力の進化

- 初期の太陽系ではEUVとX線の放射は現在よりもはるかに高く、その分初期の惑星の大気散逸率は高かった
- 太陽風も大気散逸を促進するが、太陽風の時間進化についてはまだ明らかになっていない

Coupling with the world below

- 水素エスケープを考えるには、次のプロセスの理解がいる
 1. 地表の発生源から大気中に放出される水素を含む種のフラックス
 2. 大気中に放出される水素を含む種のフラックス
- 水素含有種の正確なモデリングはハビタブルな系外惑星を考える上で重要
 1. メタンは潜在的なバイオシグネチャー
 2. これらの種の化学反応は、 O_2 、 O_3 、 CO_2 、 CO の化学反応と関連している
 3. 十分な水素の放出は、大気・地表・内部の酸化還元状態を変化させる

現在：水素含有種

地球

- 水素を含む化学物質の主な発生源は海(H₂O)と人為的なメタンの発生
- 大気中の水は中層大気にうまく混ざらず、地表付近と対流圏上部の水蒸気濃度にはコントラストがある
 - 例) 熱帯地域で $\approx 10,000$ ppm vs. ≈ 100 ppm (Sun & Lindzen, 1993)
- 水蒸気混合比が急激に下がる場所 = 「ハイグロポーズ」

大気のコールドトラップ

- 対流圏界面と下部成層圏に大気温度の最小値がある
- 飽和点を越えた過剰な水分は、凝縮して水や氷になり沈澱する
→ 対流圏と中間圏の湿度の差が生じる

現在：水素含有種

- メソスケールのプロセスは輸送にも影響を与える
- 浮力を持った湿潤対流の強い鉛直運動は、「コールドトラップ」を回避して水氷をより高い位置まで運べる
- 湿潤対流が対流圏界面を「オーバーシュート」し、限られた領域の成層圏に大量の水氷を投入する場合もある
- この効率が高ければ、対流圏と成層圏のコントラストは小さくなるだろう
- メタンは大気温度では凝縮しないため、地表と対流圏のコントラストはかなり低くなる

現在：水素含有種

火星

- 水蒸気の鉛直構造が地球とは大きく異なる
- 水蒸気的主要供給源は極冠からの昇華と凝縮
- 熱帯地域では、高度40kmで季節的に変化するハイグロポーズが見られる
 - ハドレーセルの深さが水蒸気層の高さを決定している
- しかし、分離した水蒸気層が高度80~90kmで頻繁に見られる
 - ダストストームにおけるダストプルーム内への注入
 - 地形学的な循環に関連などメソスケールの輸送プロセスに由来

現在：水素含有種

金星

- 水の供給源は彗星や隕石との衝突、火山の放出ガス (Taylor & Grinspoon, 2009)
- 大気中SO₂の時間的・空間的変動や、顕著な地溝帯からの一時的なNIR放射の観測により、現在火山性ガスの放出が進行している可能性がある
- スペクトル観測による大気下層の水蒸気濃度の推定値は25~50ppmv(Chamberlain et al., 2013)
- 中層大気の水蒸気は赤道付近に最も多い
 - 下層から中層への水蒸気の対流輸送を示唆(Fedorova et al., 2016)
- H₂OとSO₂から硫酸が生成されることにより、硫酸雲底が水蒸気溜まりとなっている？
- 現在は金星大気中に測定可能な量のメタンは見つかっていない

現在：水素含有種

タイタン

- 大気中の主な水素含有種はCH₄
- 水素や有機化合物などタイタン大気中の水素含有種のほとんどはCH₄が関与する光化学反応に由来すると考えられる
- 例外的にH₂Oは、エンケラドスからの微小隕石やプルーム物質の風化により供給されると考えられている
- メタンの最終的な供給源は、タイタン深部からのアウトガス
- 地表付近でのメタン濃度は $\approx 50,000$ ppmv
- 成層圏では $\approx 15,000$ ppmvまで減少
- 輸送の主な障壁は、時折メタンの深い対流雲によって破られる大気コールドトラップ

地球

- 地球初期、上部マントルは徐々に酸化されていった
 - ① 上部マントルの還元剤が大気中に放出され、上部大気に運ばれ、物理的・化学的プロセスによって地球から散逸。結果として上部マントルが還元力を失う
 - ② 風化した（水和した）地殻がマントルに再利用され、軽くて逃げやすい還元剤である水素を形成(Holland, 1984)
- このプロセスは散逸そのものによって起こる
- 大気圏上層部に垂直輸送された水は、光解離され H_2 と O_2 が生成。 H_2 は非常に逃げやすく、還元力を外に逃す。 O_2 は下層大気に混じり地球を酸化する
- 同時に、降水により地殻が水和

プレートテクトニクスより地殻のリサイクル率が高い

「ヒートパイプ」

- 現存する地球史初期の記録から、地球はヒートパイプを経験している可能性がある
- これは持続的な火山活動が繰り返され、地殻が何度も形成されては壊れられる段階
- 噴火と埋没を繰り返すことで、地殻物質と地表水はマントルへと循環する
- 地球上部マントルは現在よりもはるかに還元的な状態で始まり、激しく脱ガスしていた可能性がある

月

1. 実験がしやすい：ランダーから人工ガスを放出して、太陽活動による減衰を調べられる
2. 地球と同じ太陽風条件を持つので、月へのCMEの影響などの研究がしやすい
3. 月の試料があり、古代大気の研究ができる
 - アポロ計画のサンプルから、月の火山活動による二次大気仮説を提案
Needham and Kring (2017)
 - Aleinovら (2019) はこのような大気を作るための制限と、大気を持つ条件を示した
 - 揮発性物質が極地に運ばれたであろうことを示している

火星

- 火星初期に固有磁場があったときは、上層大気への水素含有種のフラックスは地球と同じようなものだった
 - 現在観測されているような体制への移行は、磁場の消失のタイミングに起こった可能性
 - この移行は、主にCO₂大気が凝縮し最低一つの氷冠を形成するとモデル化されている (Soto et al., 2015, and references therein)
 - この10億年ほどの間に、火星の傾斜角の変動が地表と地下の氷の位置をどう変化させてきたか？
- 水循環、大気の総質量、ダストサイクルに影響 (Fastook et al., 2008; Madeleine et al., 2009)

過去：カップリング、異常な散逸体制、大気質量と大気組成の現在の証拠

- 大気が消失したことによる磁場の影響は？
現在の火星では、磁場の上では非磁場の部分と同じくらいの量の重イオンが失われていることが観測されている(Sakai et al., 2018)ため、これまでは影響が誇張されていたのかも
- Kite et al. (2014)は、火星の古気圧は ≈ 3 bar(かそれ以下)だったと提案
- Jakoskyら (2018) は、火星は0.8bar以上のCO₂, 28mに相当する水を失ったと示唆
- 熱圏における太陽風によるHの堆積も興味深い(Halekas et al., 2015)
この堆積は電荷交換プロセスにしたがっており、D/H比の変化をもたらした可能性がある

金星

- 金星は暴走温室段階にあったと考えられる (Ingersoll, 1969)
- 対流圏の温暖化は、対流圏の拡大と中層・上層大気の鉛直輸送の促進につながる
- 水の場合、この暴走ループは中層・上層大気で水が紫外加水分解によって減速され、地表の貯留層が枯渇することで停止する
- 金星は地球や火星に比べ断熱性が高いため、このプロセスが起こった

タイタン

- メタンの地表貯留層とメタンの光化学的生成と比較して、メタンの大気貯留層の大きさは、タイタンの歴史においてメタンに富む大気が比較的珍しい状態だったということを強く示唆している
- 十分時間が経過すると、光化学によりメタンから有機物が精製され、液体および固体の高次炭化水素の表面堆積物を形成する
- その結果、大気はメタンの圧力拡大による温室効果の一部を失い、タイタンは成層圏を失うこととなる(Wong et al., 2015)
- しかし、タイタンの大気中にメタンが存在することは、火山活動によってメタンが一時的に放出されていることを示唆している(Tobie et al., 2009)