

論文紹介

Isotope fractionation in the photochemical escape of O from Mars

Fox, J. L., and A. Hac, 2010, *Icarus* 208, 176-191.

担当者 寺田香織

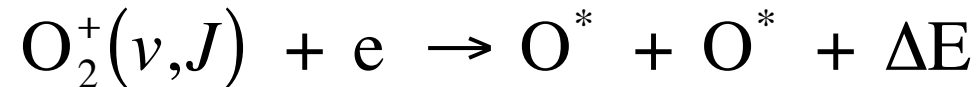
論文概要

- 数値シミュレーションによる $^{34}\text{O}_2^+$ ($^{18}\text{O}^{16}\text{O}^+$) の解離再結合により生成される高エネルギー ^{18}O の流出確率の見積もり
 - 高度 80 ~ 400 kmにおける $^{34}\text{O}_2^+$ の振動分布を1次元熱圏/電離圏モデルを用いてモデリング
 - ^{18}O の生成時のエネルギー分布を高度毎に計算
 - ^{18}O の流出確率（脱出エネルギー以上のエネルギーをもって高度400kmに到達できる確率）を生成時の高度及びエネルギー毎に Monte Carlo モデルを用いて計算
- O_2^+ の解離再結合による $^{18}\text{O}/^{16}\text{O}$ の同位体分別効果の見積もり
- $^{32}\text{O}_2^+$ ($^{16}\text{O}^{16}\text{O}^+$) の解離再結合から生成される高エネルギー ^{16}O の流出率を前方散乱の衝突モデルを用いて求め、等方散乱の衝突モデルやexobase仮定を用いている先行研究の値と比較

Introduction | 酸素の流出機構

- 現在の火星からの酸素の流出は、主に O_2^+ の解離再結合によって引き起こされる。
 - 理論・モデル研究の結果 [McElroy, 1972; McElroy et al., 1977; Nagy and Cravens, 1988; Ip, 1990; Lammer and Bauer, 1991; Zhang et al., 1993; Kim et al., 1998; Lammer et al., 2000, 2003, 2008; Krestyanikova and Shematovich, 2005, 2006; Cipriani et al., 2007; Chaufray et al., 2007; Johnson et al., 2008; Valleile et al., 2009]。観測的な裏付けはない。
 - O^+ イオンのピックアップ、電離圏からの ion outflow による流出量も相当量あると考えられるが、本論文では扱っていない。

Introduction | O_2^+ の解離再結合反応



- 余剰エネルギー ΔE は生成されるOの運動エネルギーになる。
- 振動・回転エネルギーを考慮せず、基底状態の $^{32}O_2^+$ ($X^2\Pi_g$) が基底状態のO(3P) 2つに解離される場合の余剰エネルギー ΔE_0 (即ち、「電離エネルギー」－「解離エネルギー」) は 6.99 eV
- ΔE は O_2^+ の振動準位、回転準位、Oの電子準位、電子・イオン温度に依存する。

$$\Delta E = \Delta E_0 + \varepsilon_{vib, O_2^+} + \varepsilon_{rot, O_2^+} + \varepsilon_{tr, O_2^+} + \varepsilon_{tr, electron} - \Delta \varepsilon_{el, O}$$

- 異なるポテンシャルエネルギー曲線を持つ $^{32}O_2^+$ ($^{16}O^{16}O^+$) と $^{34}O_2^+$ では、解離再結合反応によるOの流出において同位体分別を引き起こす可能性が考えられる。

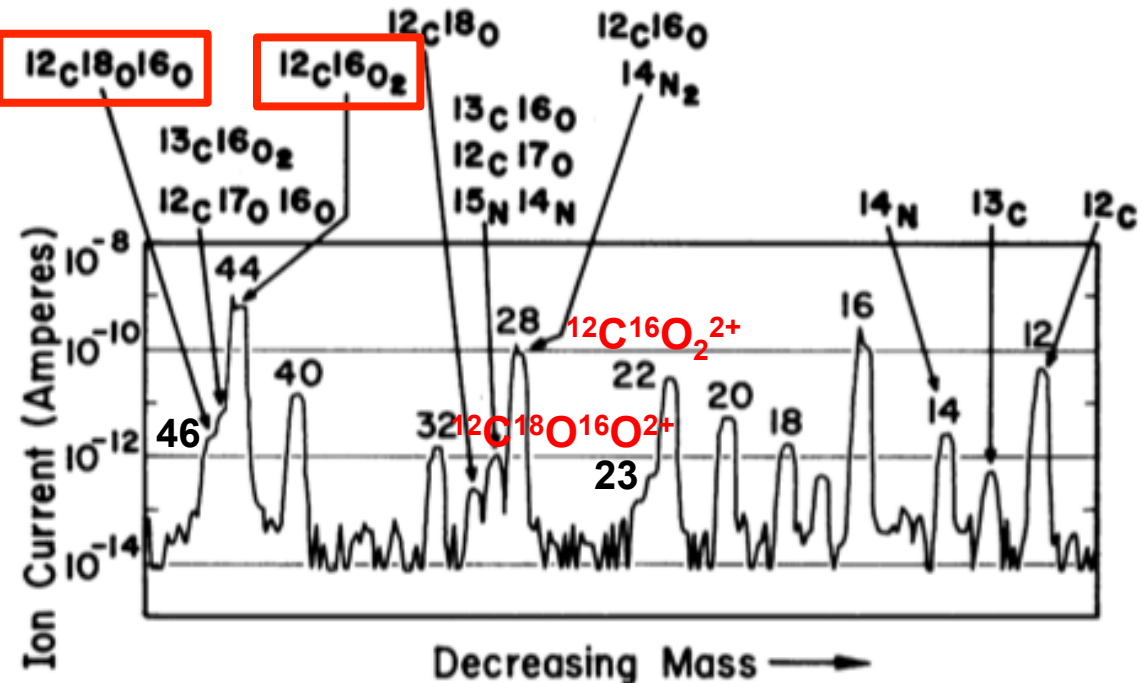
Introduction | $^{18}\text{O}/^{16}\text{O}$ 同位体比の観測 (Viking)

- 火星大気同位体比は SMOW(地球の標準平均海水)の同位体比 0.0020052 にほぼ等しい

質量スペクトル
[Nier et al., 1976]

高度100~200kmにおけるViking 1のランダーに搭載された質量分析器の観測結果

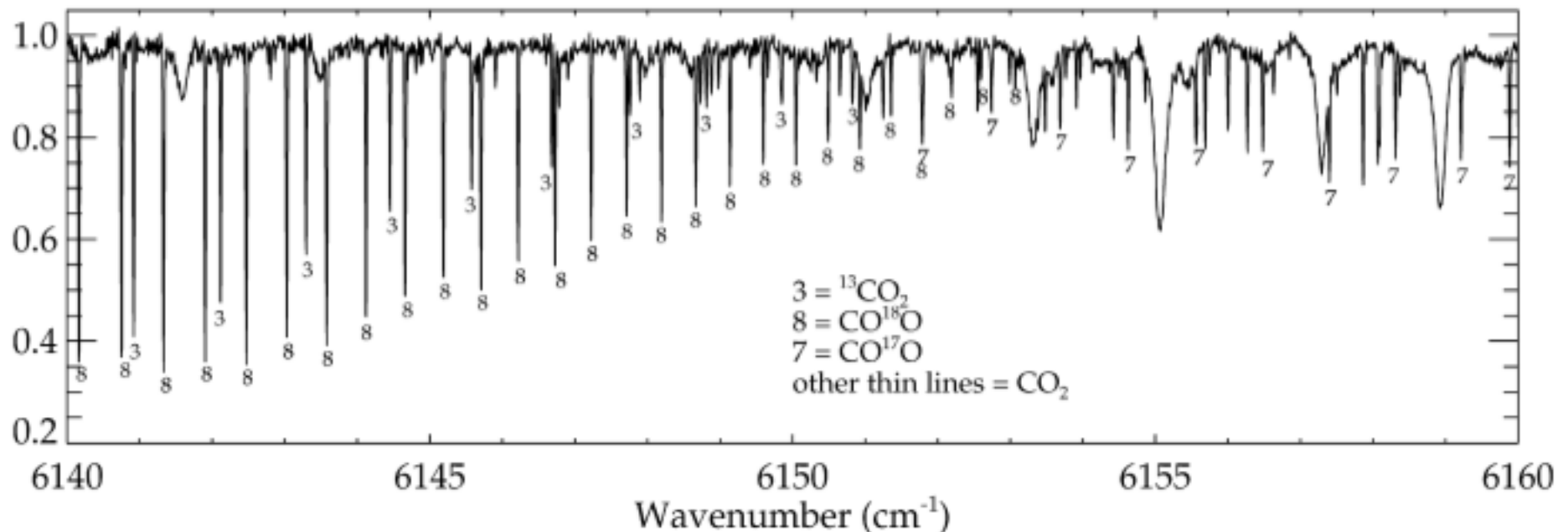
- 質量46と44のピーク値の比から求まる $^{18}\text{O}/^{16}\text{O}$ は 0.0020 ± 0.0001
- 質量23と22のピーク値の比から求まる $^{18}\text{O}/^{16}\text{O}$ は 0.0021 ± 0.0002



- Viking 1, 2の質量分析器が高度100 ~ 200 km で観測した結果から求められた $^{18}\text{O}/^{16}\text{O}$ の同位体比は 0.0021 ± 0.0001 [Nier and McElroy, 1977]
- molecular analysis experiment の質量分析によって求められた地表の CO_2 の $^{18}\text{O}/^{16}\text{O}$ の同位体比は 0.00189 ± 0.0002 [Biemann et al., 1976]

Introduction | $^{18}\text{O}/^{16}\text{O}$ 同位体比の観測（赤外分光法）

- 赤外分光法で求めた火星大気の同位体比も SMOW にほぼ等しい。
 - Encrenaz et al. [2005] は SMOW の 1.03 ± 0.09 倍
 - Krasnopolsky et al. [2007] は SMOW の 1.018 ± 0.018 倍

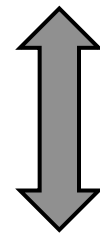


火星の赤外吸収スペクトル [Krasnopolsky et al., 2007]
 CO_2 の各同位体の様々な吸収線が見えている。

Introduction | 観測と理論の矛盾

観測結果からの推定

- 火星大気はOの流出を経験していない。[Encrenaz et al., 2005]
- 地中のOのリザーバーと気体のCO₂間の同位体分別による¹⁸Oの希釈と、Oのスputタリングを初めとする非熱的散逸による¹⁸Oの濃縮が釣り合っている。[Krasnopolsky et al., 2007]



対立

理論・モデル研究からの推定

- 見積もられているOの流出量は大きく ($\sim 1.0 \times 10^{25} \text{ s}^{-1}$)、Oの流出が起こっていないとは考えにくい。
- 現在のOの流出の主要機構はO₂⁺の解離再結合反応である。

Introduction | 大気流出による同位体効果（熱的散逸）

熱的散逸による同位体分別係数： $R = \frac{f_c}{f_0}$

f_c : exobaseにおける同位体比, f_0 : 均一圏における同位体比

- homopause（均一圏界面）から exobase までの**拡散分離**による同位体分別効果
 - homopause 上空では分子拡散が支配的であり、高度ほど重い同位体の存在比が小さくなっていく。
- 重い同位体が濃縮される。

Introduction | 大気流出による同位体効果 (O_2^+DR)

- O_2^+ の解離再結合による O の流出の同位体分別効果を引き起こすのは**拡散分離**のみではない
 - O_2^+ は homopause 上空でも拡散平衡状態ではない
 - 流出する O が生成される O_2^+DR は、exobase より低高度で起こるものが多い
- ^{18}O と ^{16}O の**脱出エネルギー**の違い
 - 高度 200 km において、 ^{16}O は 1.97 eV、 ^{18}O は 2.22 eV
- $^{32}\text{O}_2^+$ と $^{34}\text{O}_2^+$ の異なる**分子特性**
 - 振動準位、回転準位、イオン化エネルギー、解離エネルギー
- $^{32}\text{O}_2^+$ と $^{34}\text{O}_2^+$ の**振動分布**の違い
 - 純回転振動遷移が $^{32}\text{O}_2^+$ では禁制遷移、 $^{34}\text{O}_2^+$ では許容遷移
- 解離再結合時に得る**エネルギーの割合**の違い
 - $^{34}\text{O}_2^+$ の DR 時に ^{18}O が得るエネルギーは重心系で $16/34\Delta E$
 - $^{32}\text{O}_2^+$ の DR 時に ^{16}O が得るエネルギーは重心系で $16/32\Delta E$

Molecular property | 振動準位

- 振動エネルギー

$$E_v(v) = \rho \omega_e \left(v + 1/2\right) - \rho^2 \omega_e x_e \left(v + 1/2\right)^2 + \rho^3 \omega_e y_e \left(v + 1/2\right)^3 \\ + \rho^4 \omega_e z_e \left(v + 1/2\right)^4$$

v : vibrational quantum number

$$\rho = \begin{cases} 1.0 & \text{for } ^{32}\text{O}_2 \text{ and } ^{32}\text{O}_2^+ \\ (\mu/\mu_i)^{1/2} & \text{for } ^{34}\text{O}_2 \text{ and } ^{34}\text{O}_2^+ \end{cases}$$

$\mu = 7.99747$ amu : reduced mass of $^{16}\text{O}^{16}\text{O}$

$\mu_i = 8.46898$ amu : reduced mass of $^{18}\text{O}^{16}\text{O}$

$$\omega_e = \begin{cases} 1580.08 \text{ cm}^{-1} & \text{for } \text{O}_2(X^3\Sigma_g^-) \\ 1906.07 \text{ cm}^{-1} & \text{for } \text{O}_2^+(X^2\Pi_g) \end{cases}$$

$$\omega_e x_e = \begin{cases} 11.869 \text{ cm}^{-1} & \text{for } \text{O}_2(X^3\Sigma_g^-) \\ 16.512 \text{ cm}^{-1} & \text{for } \text{O}_2^+(X^2\Pi_g) \end{cases}$$

$$\omega_e y_e = \begin{cases} 0.02038 \text{ cm}^{-1} & \text{for } \text{O}_2(X^3\Sigma_g^-) \\ 2.11 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-1} & \text{for } \text{O}_2^+(X^2\Pi_g) \end{cases}$$

$$\omega_e z_e = \begin{cases} 6.63 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-1} & \text{for } \text{O}_2(X^3\Sigma_g^-) \\ -7.1 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-1} & \text{for } \text{O}_2^+(X^2\Pi_g) \end{cases}$$

Molecular property | 振動準位

Table 1

Energies (in eV) of the first 10 vibrational levels of $^{32}\text{O}_2$, $^{34}\text{O}_2$, $^{32}\text{O}_2^+$, and $^{34}\text{O}_2^+$.

ν	$^{32}\text{O}_2(\nu)$	$^{34}\text{O}_2(\nu)$	$^{32}\text{O}_2^+(\nu)$	$^{34}\text{O}_2^+(\nu)$
0	0.09759	0.09485	0.1176	0.1143
1	0.2906	0.2825	0.3499	0.3401
2	0.4806	0.4673	0.5780	0.5621
3	0.6678	0.6495	0.8021	0.7802
4	0.8521	0.8289	1.022	0.9945
5	1.034	1.006	1.238	1.205
6	1.212	1.180	1.450	1.412
7	1.388	1.351	1.658	1.614
8	1.561	1.520	1.862	1.813
9	1.731	1.686	2.062	2.009

- $^{32}\text{O}_2$ の解離エネルギー = 5.11665 eV [Cosby and Huestis, 1992]
- $^{34}\text{O}_2$ の解離エネルギー = 5.11939 eV
- $^{32}\text{O}_2$ の電離エネルギー = 12.0717 eV
- $^{34}\text{O}_2$ の電離エネルギー = 12.0533 eV
- これらのエネルギーの違いも含めて計算した結果、これらのエネルギーの違いは流出確率に影響しないことが分かった。

Molecular property | 回轉準位

- $O_2(X^3\Sigma_g^-)$ の回轉エネルギー

$$E_r(J) = B_v J(J+1) - D_v J^2(J+1)^2$$

where

$$B_v = \rho^2 B_e - \rho^3 \alpha_e \left(v + 1/2 \right), \quad D_v \approx \rho^4 D_e$$

$$J = \begin{cases} \text{odd number}(1, 3, 5, \dots) & \text{for } ^{32}O_2 \\ \text{integer}(0, 1, 2, \dots) & \text{for } ^{34}O_2 \end{cases} : \text{rotational quantum number}$$

$$D_e = 4B_e^3 / \omega_e^2 = 4.845 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-1}$$

$$B_e = 1.44608 \text{ cm}^{-1}$$

$$\alpha_e = 0.016356 \text{ cm}^{-1}$$

$$\omega_e = 1580.08 \text{ cm}^{-1}$$

Molecular property | 回転準位

- $\text{O}_2^+(\text{X}^2\Pi_g)$ の回転エネルギー (スピン角運動量量子数が2つ存在する。)

$$E_r(J) = B_v[J(J+1) - \Omega^2] - D_v[J^2(J+1)^2]$$

where

$$B_v = \rho^2 B_e - \rho^3 \alpha_e \left(v + \frac{1}{2}\right), \quad D_v \approx \rho^4 D_e$$

$\Omega = 1/2, 3/2$: inner quantum number

$J = \begin{cases} 1/2, 3/2, 5/2, \dots & \text{for } \Omega = 1/2 \\ 3/2, 5/2, 7/2, \dots & \text{for } \Omega = 3/2 \end{cases}$: total angular momentum quantum number

$$D_e = 4B_e^3 / \omega_e^2 = 5.310 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-1}$$

$$B_e = 1.6896 \text{ cm}^{-1}$$

$$\alpha_e = 0.01930 \text{ cm}^{-1}$$

$$\omega_e = 1906.07 \text{ cm}^{-1}$$

- $\Omega = 3/2$ 時のエネルギーは、 $\Omega = 1/2$ 時のエネルギーよりも 0.0248 eV 高い。
- 本論文では $\Omega = 1/2$ のみを扱う。

Molecular property | Oの電子エネルギー

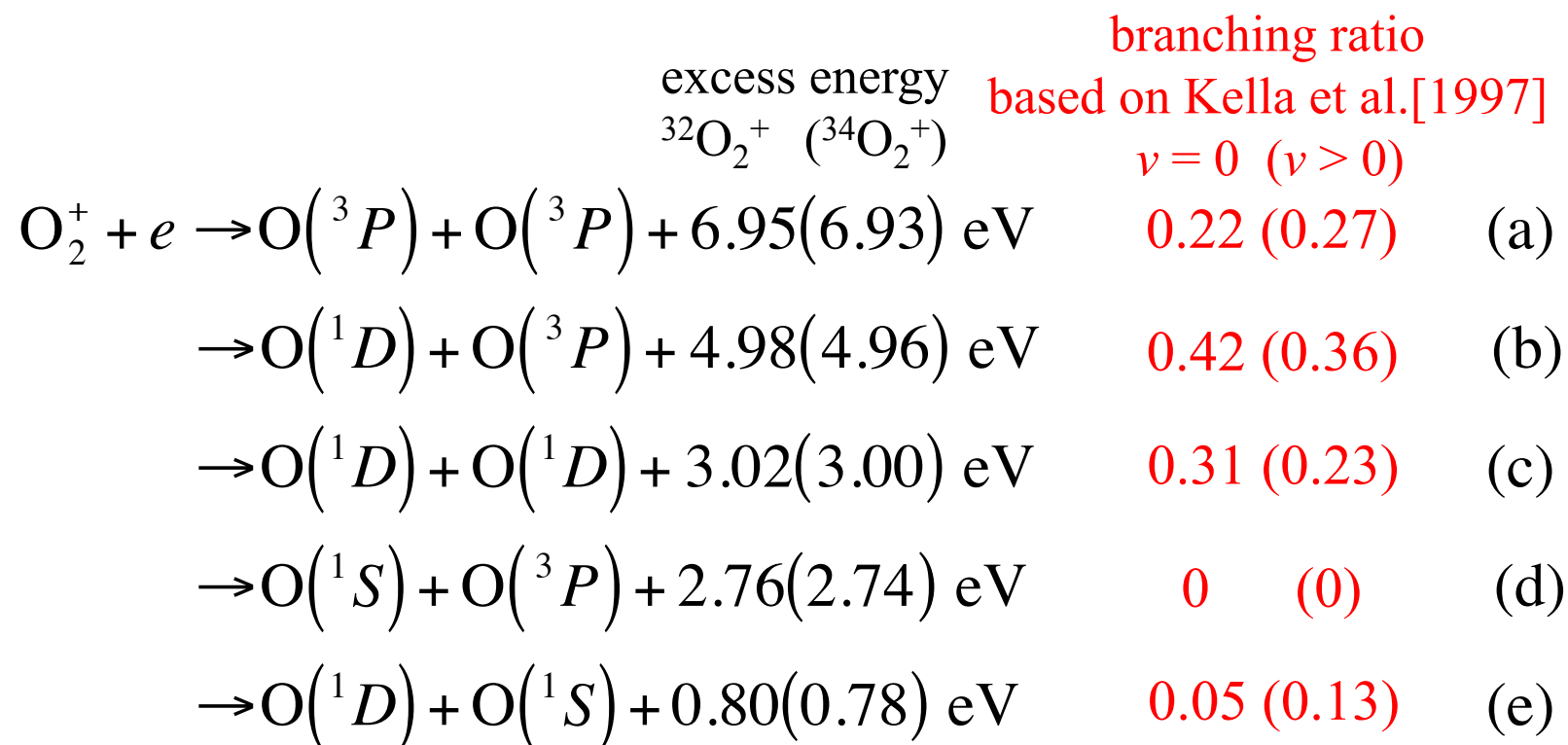
- O(3P_J) (基底状態)
 - 全角運動量 $J = 2, 1, 0$ が縮退している (三重項)

$$J=0 \quad \overset{8.49 \times 10^{-3} \text{ eV}}{>} \quad J=1 \quad \overset{1.965 \times 10^{-2} \text{ eV}}{>} \quad J=0$$

- DRによる生成時のJの分布が分からないため、統計的重みを掛けて求めた平均エネルギー $9.67 \times 10^{-3} \text{ eV}$ を使用。(このエネルギーは流出確率には影響しないという結果が得られた。)
- O(1S_0)の電子エネルギーはO(3P_J)より1.967 eV 高い。
- O(1D_2)の電子エネルギーはO(3P_J)より4.189 eV高い。
- $^{16}\text{O}(^3P)$ と $^{17}\text{O}(^3P)$ 及び $^{18}\text{O}(^3P)$ の微細構造準位はほぼ等しい。[Brown et al., 1993]

Dissociative Recombination of $^{32}\text{O}_2^+$ and $^{34}\text{O}_2^+$

モデル内で使用した総反応係数, 分岐比, 余剰エネルギー (衝突時の相対速度0, 振動エネルギー0, 回転エネルギー0, 重心系)



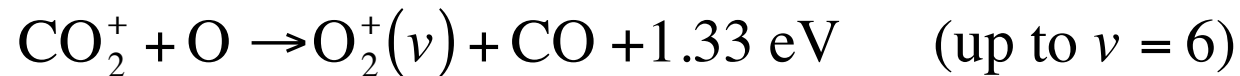
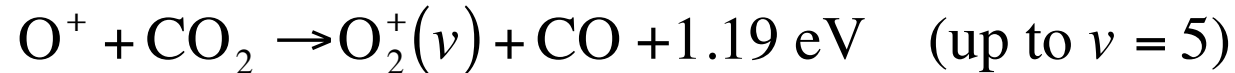
$$\text{total rate coefficient} = \begin{cases} 1.95 \times 10^{-7} (300/T_e)^{0.7} \text{ cm}^3\text{s}^{-1} & \text{for } T_e < 1200\text{K} \\ 7.39 \times 10^{-8} (1200/T_e)^{-0.56} \text{ cm}^3\text{s}^{-1} & \text{for } T_e > 1200\text{K} \end{cases}$$

Dissociative Recombination of $^{32}\text{O}_2^+$ and $^{34}\text{O}_2^+$

- モデルに組み込まれていない要素
 - $^{32}\text{O}_2^+$ と $^{34}\text{O}_2^+$ の分岐比の違い
 - 分岐(e)の分岐比は $^{32}\text{O}_2^+$ と $^{34}\text{O}_2^+$ では2倍程度の違いがある。[Guberman, 2000]
 - 総反応係数の振動準位依存
 - 振動レベルが上がると総反応係数は微減する。[Petrignani et al. 2005]
 - 分岐比の振動準位依存
 - 分岐(e) の分岐比は振動量子数が上がると増加する。[Guberman, 1987, 1997; Petrignani et al., 2005; Peverall et al., 2001]
- これらの要素は十分な情報が無いため、便宜上無視している。

The vibrational distribution of $^{32}\text{O}_2^+$ and $^{34}\text{O}_2^+$

- 振動励起



- 第二負帯の蛍光性散乱 ($\text{A}^2\Pi_u \rightarrow \text{X}^2\Pi_g$)

- 振動緩和

- 衝突による quenching

- 純回転振動遷移

- $^{32}\text{O}_2^+$ (等核二原子分子) では禁制遷移

- $^{34}\text{O}_2^+$ (異核二原子分子) について、 $\nu \rightarrow \nu - 1$, J は変化無しの遷移を考える。

- アインシュタインの A 係数は自然放射寿命の逆数 [Amitay et al., 1994]

- 自然放射寿命は振動準位に依存。 $\nu = 1$ で 25.06 s、 $\nu = 10$ で 3.29 s [Amitay et al., 1994]。 $\nu > 10$ は $\nu = 10$ の値を使用。

The vibrational distribution of $^{32}\text{O}_2^+$ and $^{34}\text{O}_2^+$

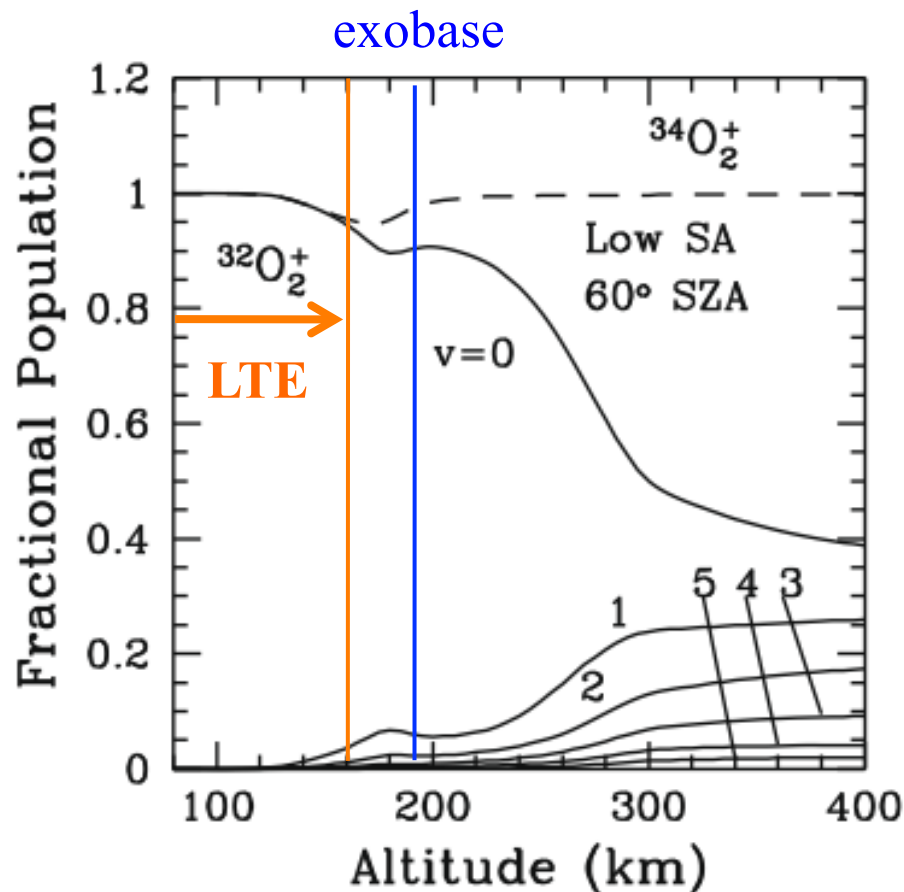


Fig. 2. Computed fractionational population of $^{32}\text{O}_2^+$ (solid curves). The fraction of $^{34}\text{O}_2^+$ in $v=0$ is shown with a dashed curve.

- 高度160kmより低高度
 - 局所熱平衡 (LTE)
 - イオン温度に従った振動分布になり、 $^{32}\text{O}_2^+$ と $^{34}\text{O}_2^+$ の振動分布はほぼ等しい。
- 高度160kmより高高度
 - $^{32}\text{O}_2^+$
 - 衝突による緩和の頻度が少なくなり、高い振動レベルをもつ分子の割合が増える
 - $^{34}\text{O}_2^+$
 - 放射遷移が起こるため $v=0$ の割合が多い
- exobase 高度におけるDRによる O_2^+ の寿命は840 sであり、exobase 近傍では衝突緩和が頻繁に起こっている。

Escape energy of ^{16}O and ^{18}O atoms

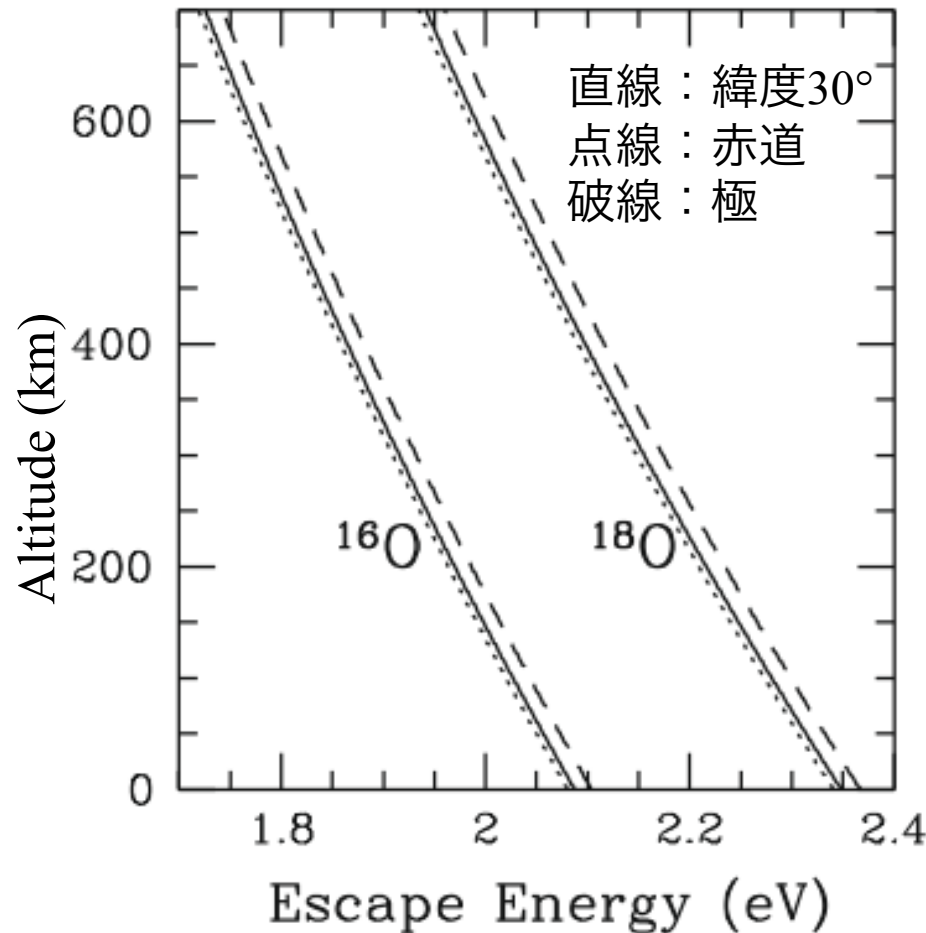


Fig. 3. ^{16}O and ^{18}O escape energies

- 惑星の引力と遠心力から
脱出エネルギーを計算

重力加速度

$$g(r) = GM/r^2 - \omega^2 r \cos^2 \phi$$

- ^{18}O の方が ^{16}O よりも脱
出エネルギーが大きい。
- 以降の計算では緯度 30°
の値を使用

Kinetic energy spectrum of ^{16}O and ^{18}O atoms

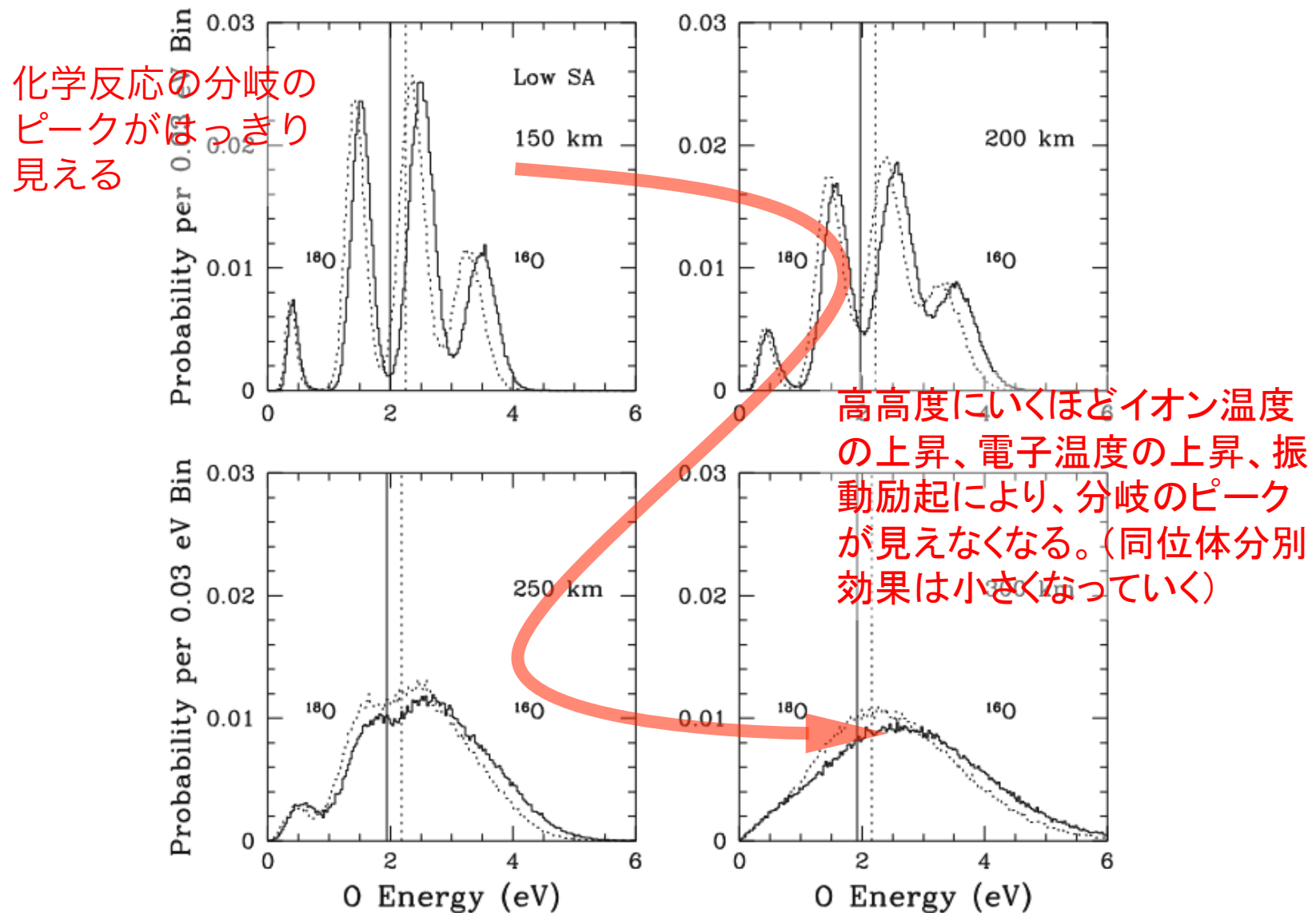


Fig. 4. nascent energy spectra of ^{16}O (solid curves) and ^{18}O (dotted curves). Also shown as vertical solid and dotted lines are the escape energies of ^{16}O and ^{18}O , respectively.

Escape probability of ^{16}O and ^{18}O atoms

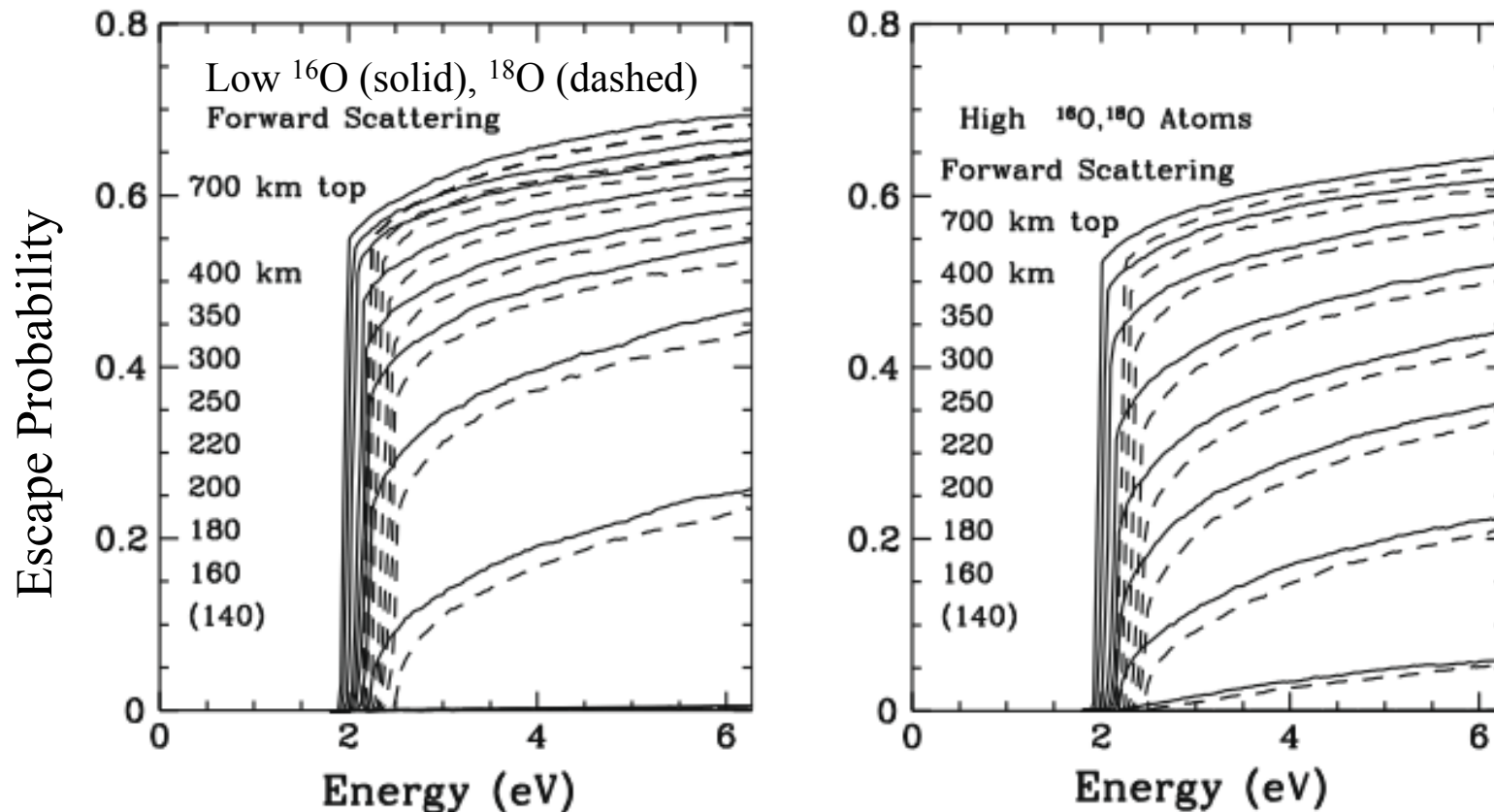


Fig. 6. and 7. Computed ^{16}O and ^{18}O escape probabilities as a function of altitude and energy. (Left) Low solar activity. (Right) High solar activity.

- 脱出エネルギーの違いにより、 ^{18}O と ^{16}O の流出確率に差が出る。
- exobase (189 km for low SA, 244 km for high SA)よりも十分に低い高度からも流出できる。
- 太陽活動度極大期は背景大気密度が濃いため流出確率が低くなる。²¹

Escape probability of ^{16}O and ^{18}O atoms

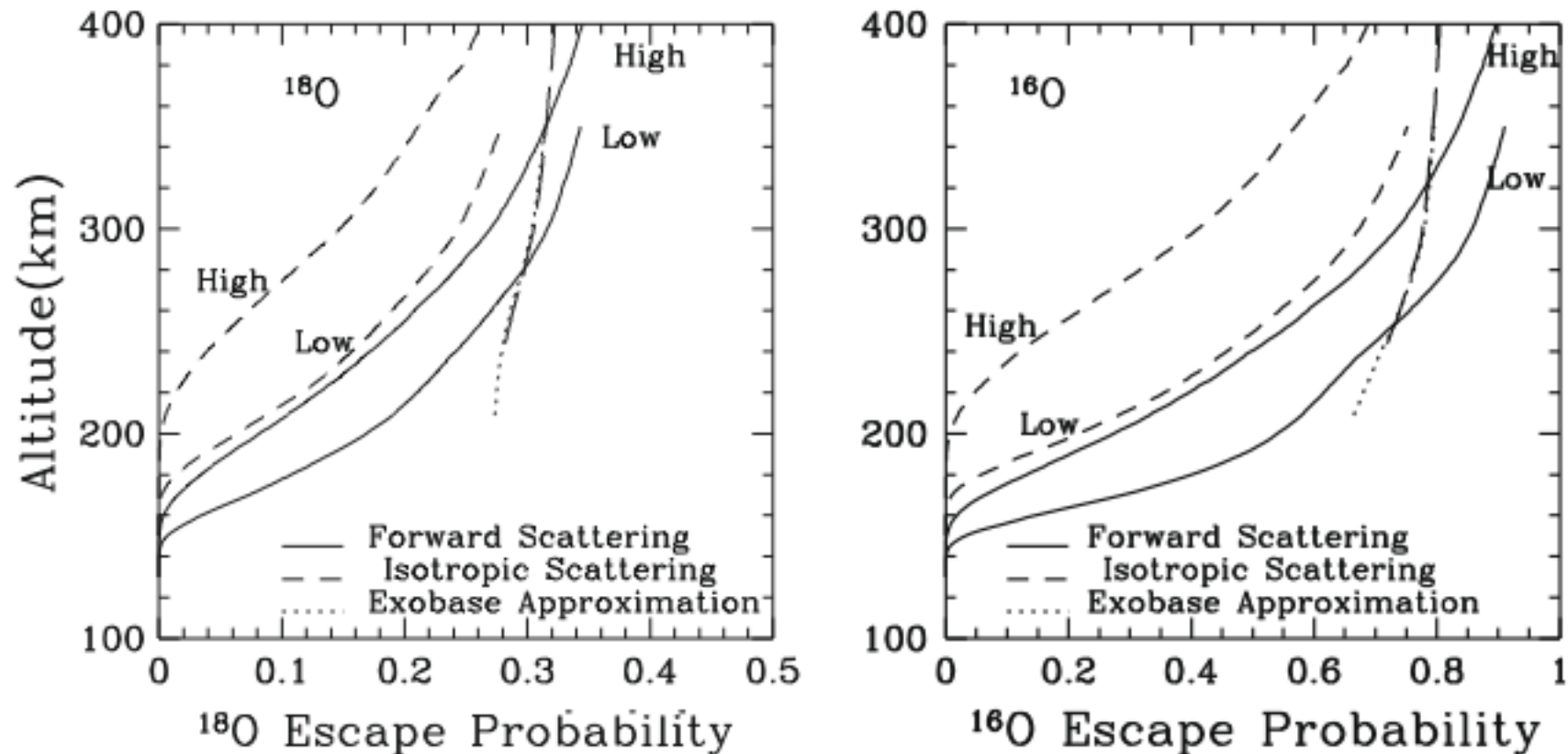
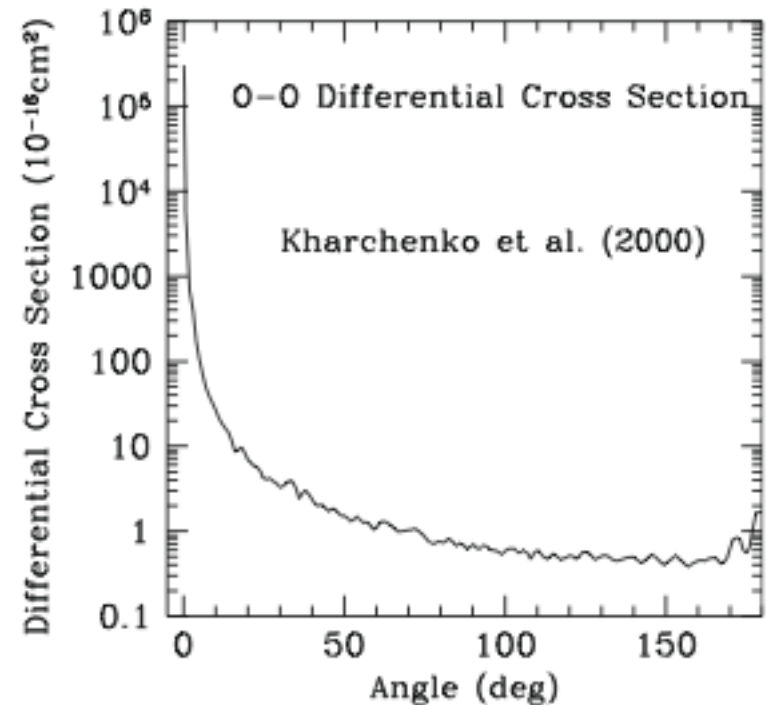


Fig. 8. Computed ^{16}O and ^{18}O escape probabilities as a function of altitude.

- ある高度で生成した総粒子のうち流出する割合
- 生成時エネルギー分布 (Fig. 4, 5) と各エネルギーに対する流出確率 (Fig. 6, 7) の掛け合わせ

- Forward scattering model

背景大気との衝突に、現実に近い右図のような微分断面積を使用



- Isotropic scattering model

背景大気との衝突は、重心系において等方散乱

forward scattering model と比べて、後方への散乱の割り合いが多く、エネルギーの消失率が大い

衝突によるエネルギー損失
$$\Delta E = -E_0 \frac{2m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} (1 - \cos \theta)$$

- Exobase Approximation

exobase よりも高高度で上向き速度をもって脱出エネルギー以上で生成された O が流出すると仮定して流出率を計算する。

Isotropic fractionation inherent in DR mechanism

Table 4

Escape fractions of ^{16}O and ^{18}O and their ratio as a function of altitude for the low and high solar activity forward scattering models.

Altitude	Low solar activity			High solar activity		
	^{18}O	^{16}O	Ratio	^{18}O	^{16}O	Ratio
150	6.58 (−3)	3.15 (−2)	0.21	3.05 (−4)	1.64 (−3)	0.19
160	3.48 (−2)	1.47 (−1)	0.24	3.91 (−3)	1.84 (−2)	0.21
170	7.32 (−2)	2.88 (−1)	0.25	1.53 (−2)	6.36 (−2)	0.24
180	1.08 (−1)	4.00 (−1)	0.27	3.42 (−2)	1.31 (−1)	0.26
190	1.40 (−1)	4.84 (−1)	0.29	5.73 (−2)	2.03 (−1)	0.28
200	1.69 (−1)	5.40 (−1)	0.31	8.16 (−2)	2.73 (−1)	0.30
210	1.92 (−1)	5.84 (−1)	0.33	1.06 (−1)	3.37 (−1)	0.32
220	2.10 (−1)	6.16 (−1)	0.34	1.30 (−1)	3.96 (−1)	0.33
230	2.26 (−1)	6.47 (−1)	0.35	1.52 (−1)	4.49 (−1)	0.33
240	2.42 (−1)	6.82 (−1)	0.36	1.72 (−1)	4.97 (−1)	0.35
250	2.57 (−1)	7.18 (−1)	0.36	1.92 (−1)	5.47 (−1)	0.35
260	2.72 (−1)	7.55 (−1)	0.36	2.09 (−1)	5.89 (−1)	0.35
270	2.85 (−1)	7.88 (−1)	0.36	2.27 (−1)	6.32 (−1)	0.36
280	2.99 (−1)	8.16 (−1)	0.37	2.43 (−1)	6.70 (−1)	0.36
290	3.11 (−1)	8.40 (−1)	0.37	2.59 (−1)	7.04 (−1)	0.37
300	3.21 (−1)	8.58 (−1)	0.37	2.74 (−1)	7.35 (−1)	0.37

同位体分別係数

$$R(z) = \begin{cases} 0.21 \sim 0.37 & \text{for low SA} \\ 0.19 \sim 0.37 & \text{for high SA} \end{cases}$$

＊ O_2^+ が生成される反応に関わる CO_2 や O の拡散分離による $^{32}\text{O}_2^+$ と $^{34}\text{O}_2^+$ の数密度の高度分布の違いは入っていない。

The total escape fluxes and rates for ^{16}O

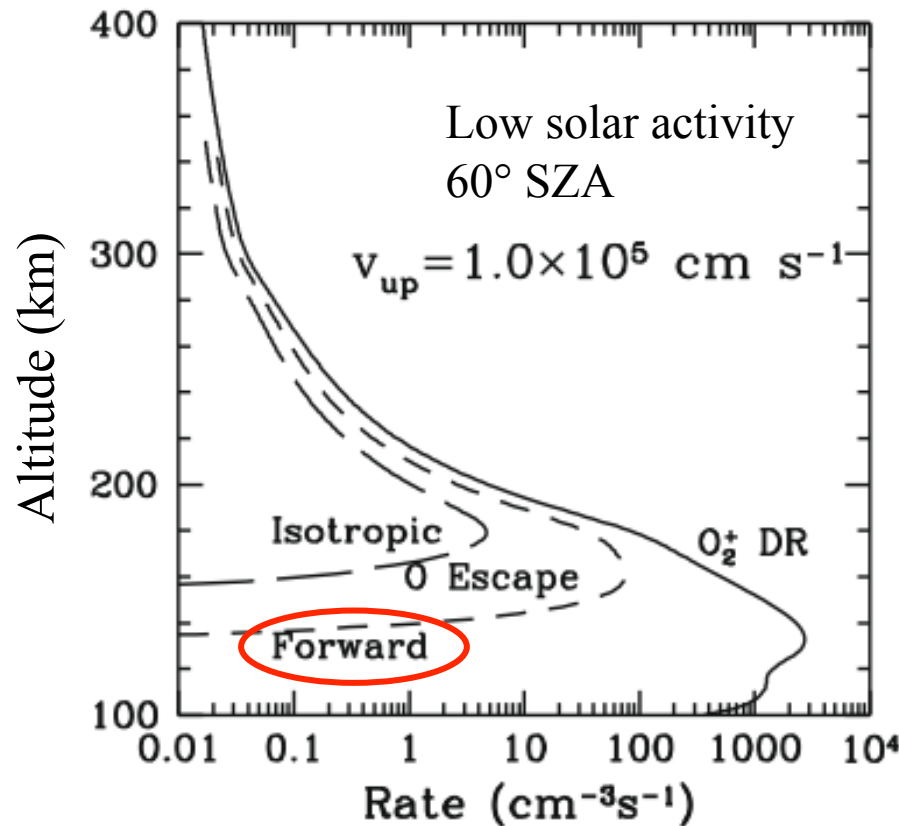


Fig. 11. Computed total O_2^+ DR rates and production rates of escaping ^{16}O

- 流出する ^{16}O のうち、exobase (189 km)より低高度で生成される割合は96%
 - exobase approximation は流出率を過小評価
- 流出フラックスは、 $2.2 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
- 総流出率は $1.6 \times 10^{26} \text{ s}^{-1}$
 - SZA60°を昼側平均として昼側半球を積分した結果。夜側からの流出は入っていない。
 - Chaufray et al. [2007] ($1.0 \times 10^{25} \text{ s}^{-1}$)やValleile et al. [2010] ($6.0 \times 10^{25} \text{ s}^{-1}$) は等方散乱モデルを用いているので過小評価になっている。

これまでのOの流出に関するシミュレーション研究は、定量的な研究としては不十分であり、定性的なものとして捉えた方が良い²⁵

What quantitatively evaluate need

- ^{18}O と ^{16}O の脱出エネルギー
- $^{32}\text{O}_2^+$ と $^{34}\text{O}_2^+$ の分子特性
- $^{32}\text{O}_2^+$ と $^{34}\text{O}_2^+$ の振動分布
- $^{32}\text{O}_2^+$ と $^{34}\text{O}_2^+$ の数密度の高度分布
- 中性大気、イオン、電子の数密度の高度分布
 - 本研究で使用した中性大気密度
 - 太陽活動極小期：Viking の観測に基づくモデル
 - 太陽活動極大期：MTGCM [Bougher et al., 2000]
- 中性大気、イオン、電子の温度
 - 本研究で使用した温度
 - 太陽活動極小期：Viking の観測に基づくモデル
 - 太陽活動極大期：中性大気はMTGCM [Bougher et al., 2000]。イオン及び電子は中性大気温度の上昇分だけ低太陽活動度時の温度から高くした値
- 過去のsolar EUV fluxに対するこれらパラメータの変化

Summary

- 同位体分別効果

$$R(z) = \begin{cases} 0.21 \sim 0.37 & \text{for low SA} \\ 0.19 \sim 0.37 & \text{for high SA} \end{cases}$$

- 但し、 O_2^+ が生成される反応に関わる CO_2 や O の拡散分離による $^{32}\text{O}_2^+$ と $^{34}\text{O}_2^+$ の数密度の高度分布の違いは入っていない。
- 観測された火星大気同位体比が地球とほとんど同じなのは、地表や岩石中に H_2O や CO_2 の膨大なリザーバーがあり同位体交換されている等、何か同位体分別の緩和機構があると考えられる。
- 見積もられた ^{16}O の流出フラックスは $(2.2 - 3.6) \times 10^8 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 。総流出率は $(1.6 - 2.6) \times 10^{26} \text{ s}^{-1}$ 。
 - 現実的な前方散乱の衝突モデルを使用したことにより、先行研究結果よりも流出率が大きくなった。