

# 神戸大CPS特別講義 「地球型惑星の大気の構造」

JAXA宇宙科学研究所 今村剛

## 講義予定

第1回 大気の鉛直構造

第2回 子午面循環

第3回 スーパーローテーション

第4回 火星の水と気候変動

第5回 惑星大気の観測

セミナー 惑星大気の波数スペクトル

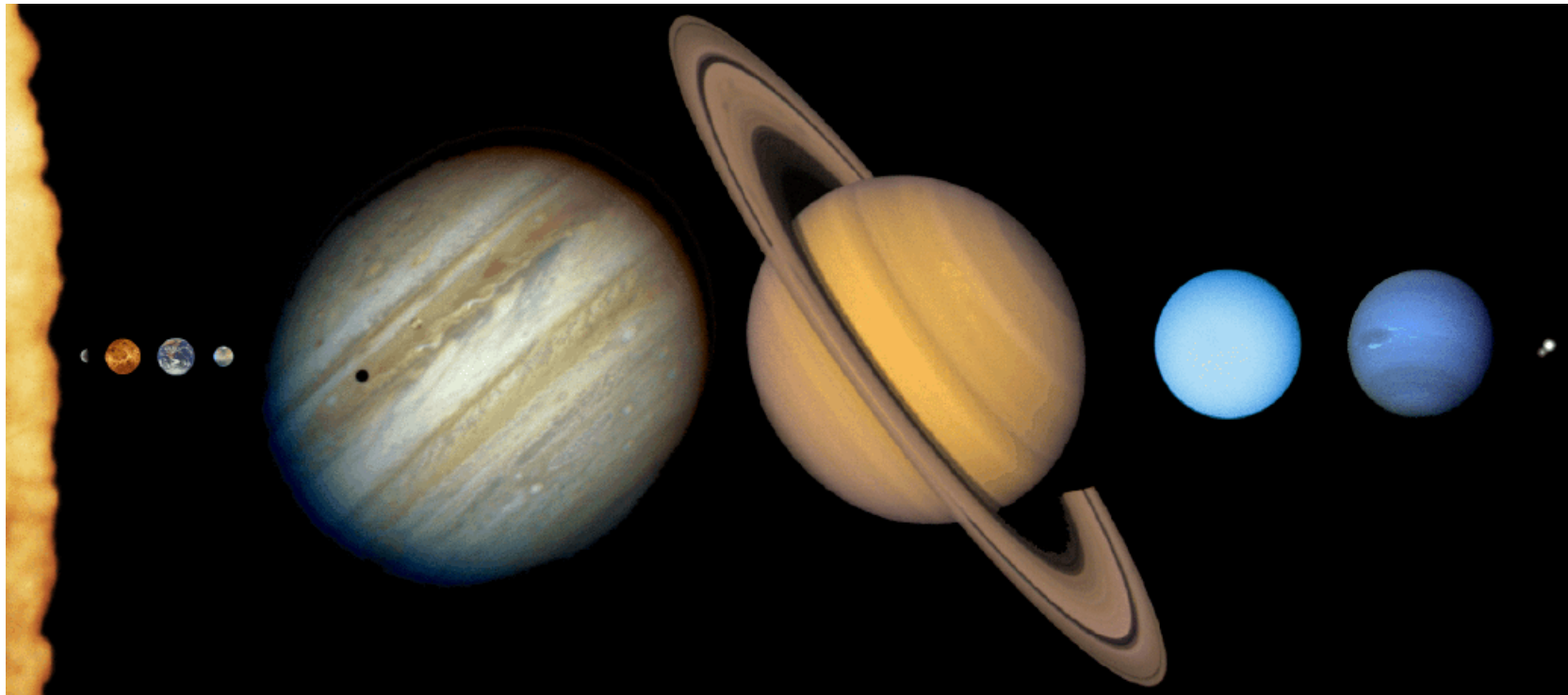
# 第1回

## 大気の鉛直構造

1. 惑星大気概観
2. 静水圧平衡
3. 流体的散逸解
4. 放射対流平衡

# 惑星大気の研究

- 惑星の最外層であり、見た目の多様性を決める
- 地球では生命圏
- アルベドの調節を通じて惑星全体の熱収支を決める



# 大氣組成



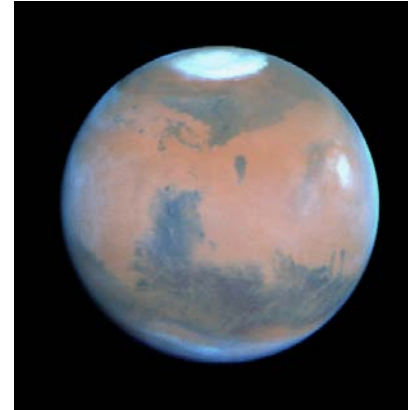
金星

CO<sub>2</sub> (96 %)  
N<sub>2</sub> (3.5 %)  
SO<sub>2</sub> (0.015 %)



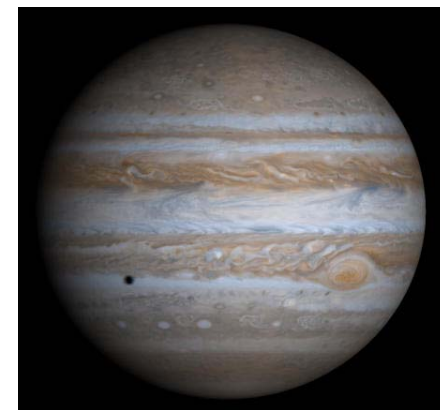
地球

N<sub>2</sub> (78 %)  
O<sub>2</sub> (21 %)  
Ar (0.9 %)  
H<sub>2</sub>O (0-2 %)



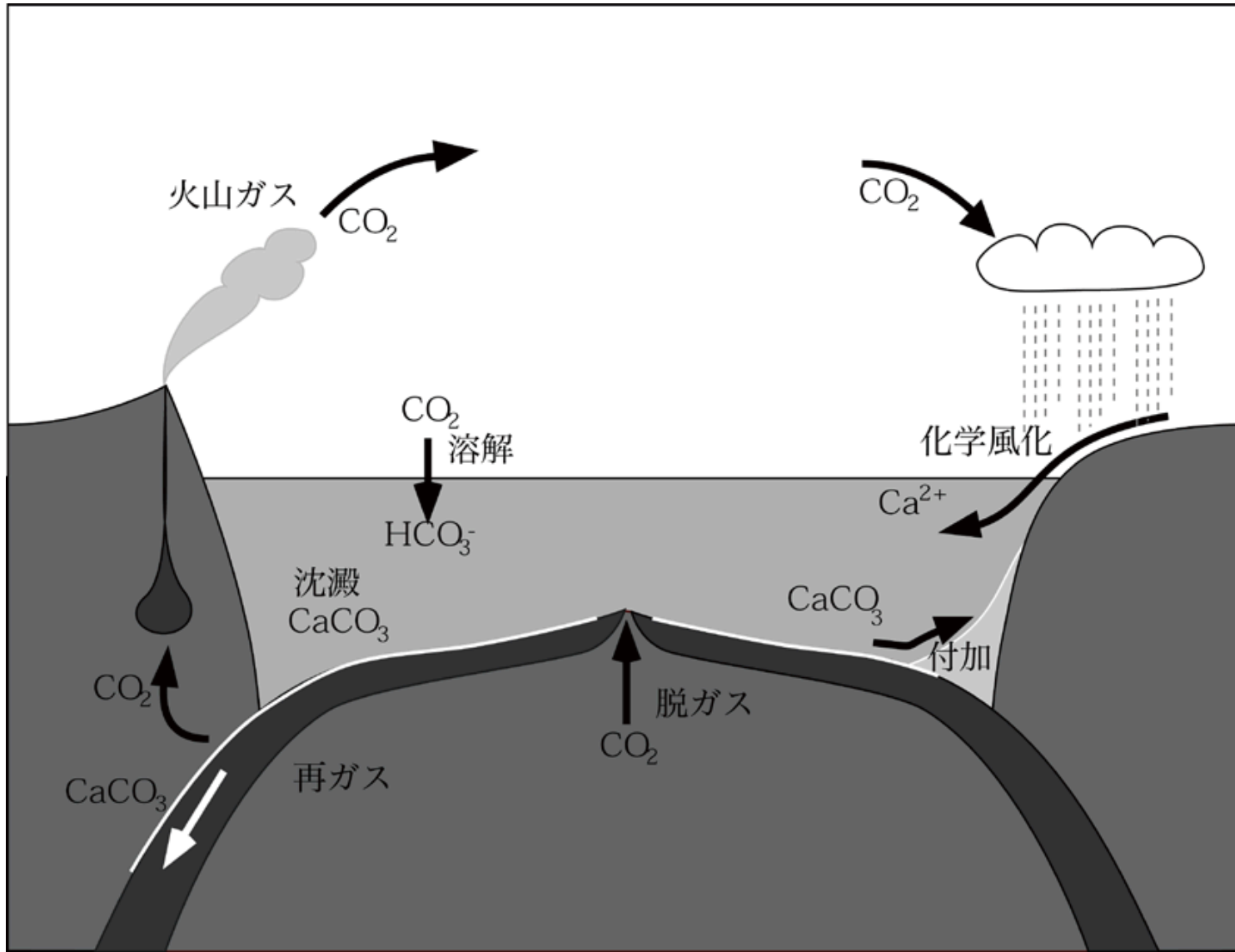
火星

CO<sub>2</sub> (95 %)  
N<sub>2</sub> (2.7 %)  
Ar (1.6%)



木星

H<sub>2</sub> (93 %)  
He (7 %)  
CH<sub>4</sub> (0.3%)



炭素循環システムの概念図(阿部, 2009)

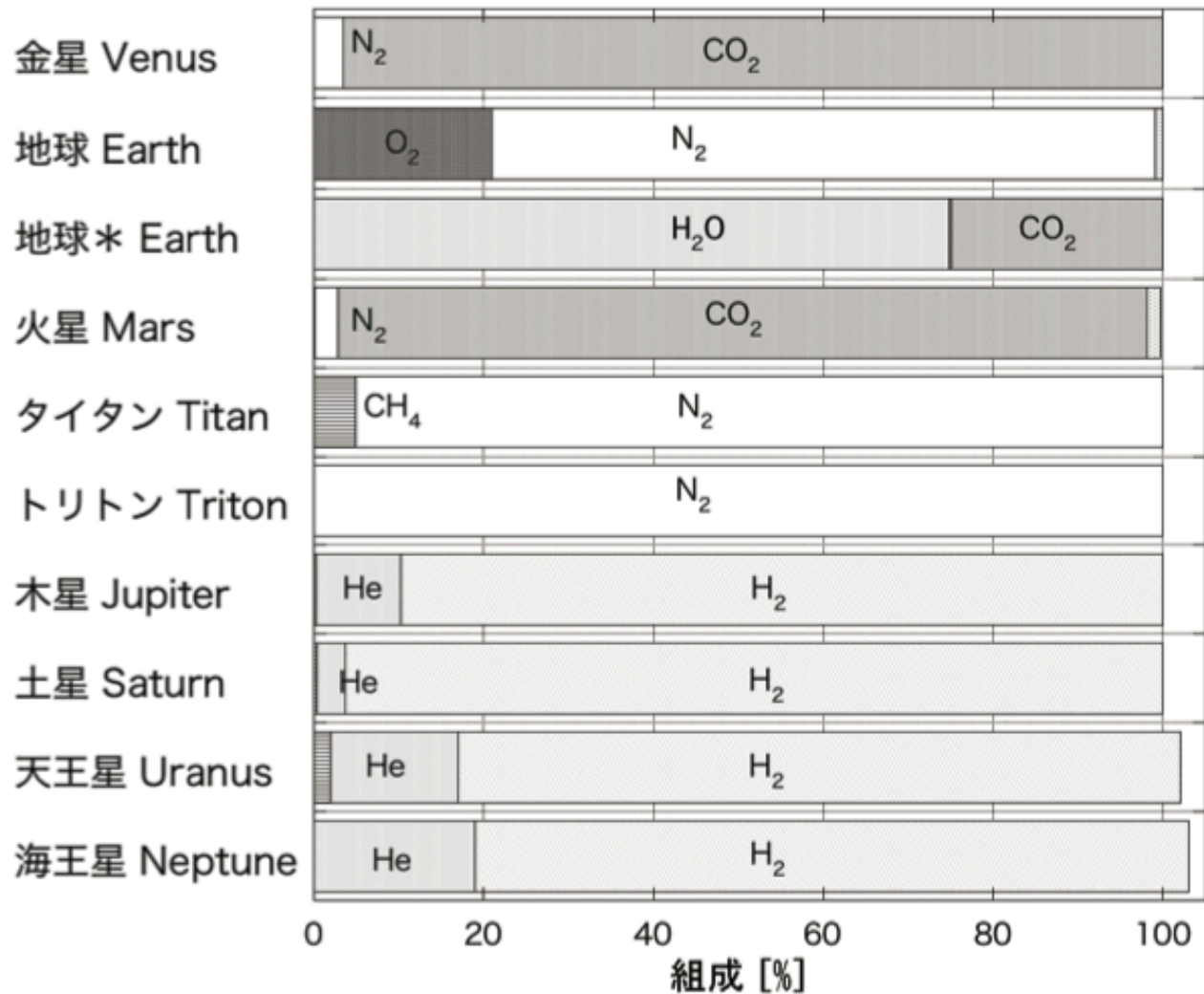


図4.5：太陽系の大気を持つ主な惑星と衛星について大気組成をモルパーセントで示した。地球については海水のH<sub>2</sub>Oと地殻の炭酸塩岩に固定されているCO<sub>2</sub>を考慮した場合(\*)についても示した。なお測定誤差のためにすべての成分の量の和が100%にならない場合がある。

(阿部, 2009)

# 大気の散逸

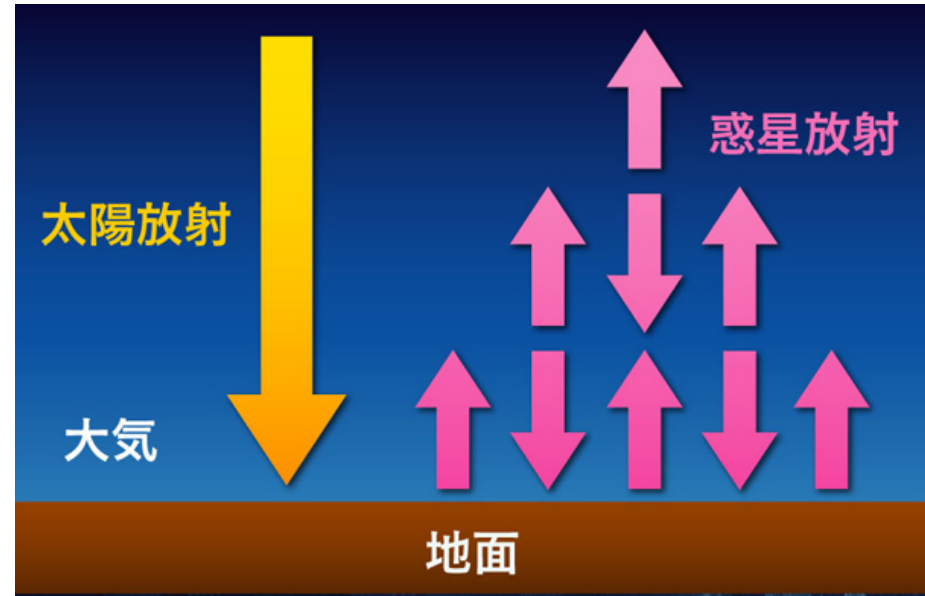
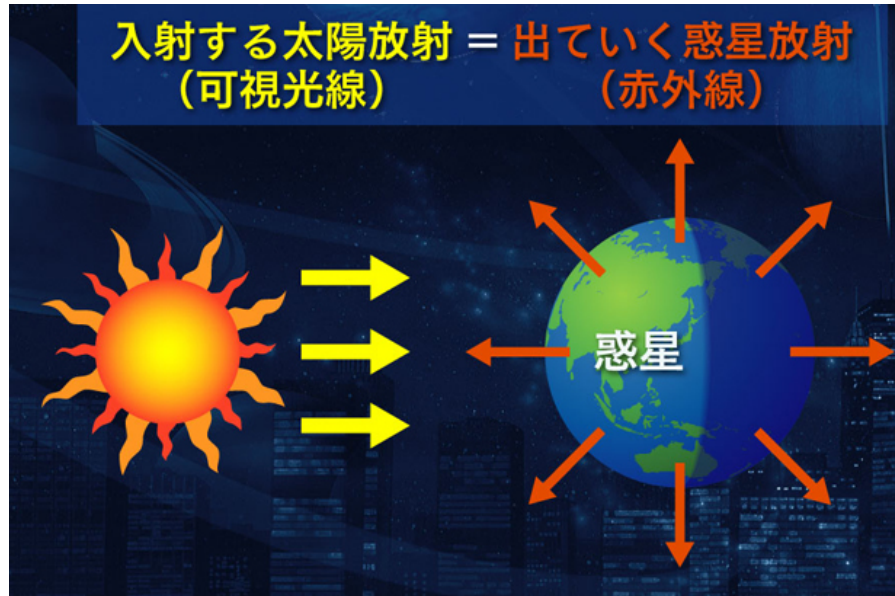
## 熱的散逸

- Hydrodynamic escape
  - 大気中に水蒸気が多く含まれると上層大気の主成分が軽いH原子となって高高度まで大気が広がり、遠方まで外向きの圧力勾配と内向きの重力をバランスさせることができず、圧力勾配によって大気が流体的に流れ出す。
  - 初期の金星から大量にHを失わせるメカニズムとして有力視されている。
- Jeans' escape
  - ある割合の分子は統計的に必ず脱出速度を超えており散逸する。あまり重要と思われていない。

## 非熱的散逸

- charge exchange, sputteringなど
  - hydrodynamic escapeより長期にわたって続いてきたと思われるが、どの程度寄与してきたかは不明

# 放射熱収支



- 太陽放射と惑星放射のバランスから

$$(1-A)\pi a^2 S = 4\pi a^2 \sigma T^4$$


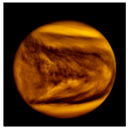
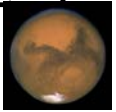
A: アルベド a: 惑星半径 S: 太陽定数  $\sigma$ : Stefan-Boltzmann定数 T: 温度

現在の地球ではアルベド  $A=0.3$  として  $T=255\text{ K}$

- 大気による温室効果で平均気温  $290\text{ K}$  に
- アルベドは雲の分布で決まる



# エネルギー入力と気温

	太陽光強度	反射率	吸収されるエネルギー	温室効果なし	温室効果あり
					
地球 	1370 W/m <sup>2</sup>	0.30	959 W/m <sup>2</sup>	-18°C	15 °C
金星 	2617 W/m <sup>2</sup>	0.78	576 W/m <sup>2</sup>	-50°C	470 °C
火星	589 W/m <sup>2</sup>	雲量 0.16	495 W/m <sup>2</sup>	-57°C	大気の組成と量 53°C

# 46億年間の太陽の輝度の変化

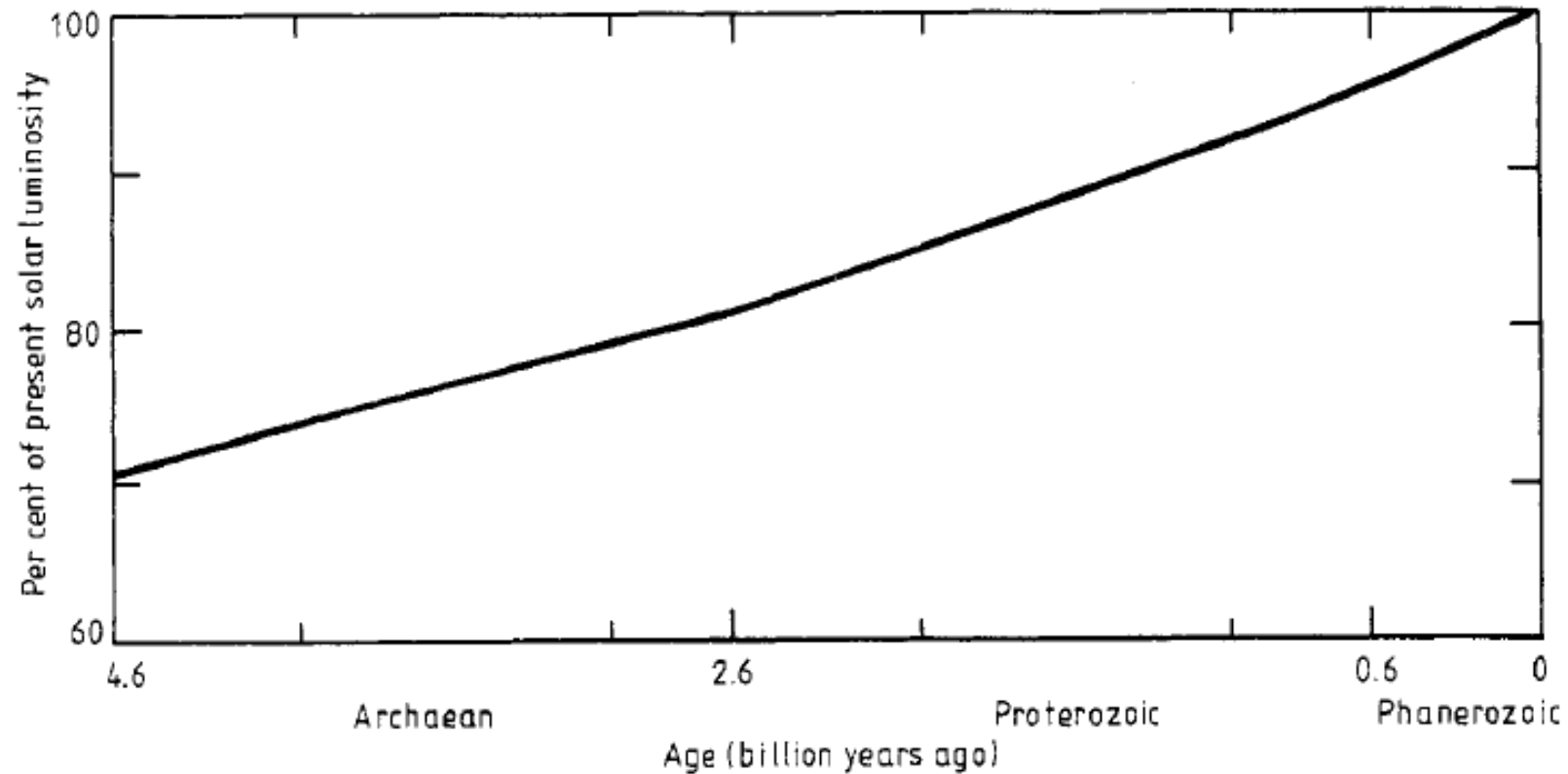
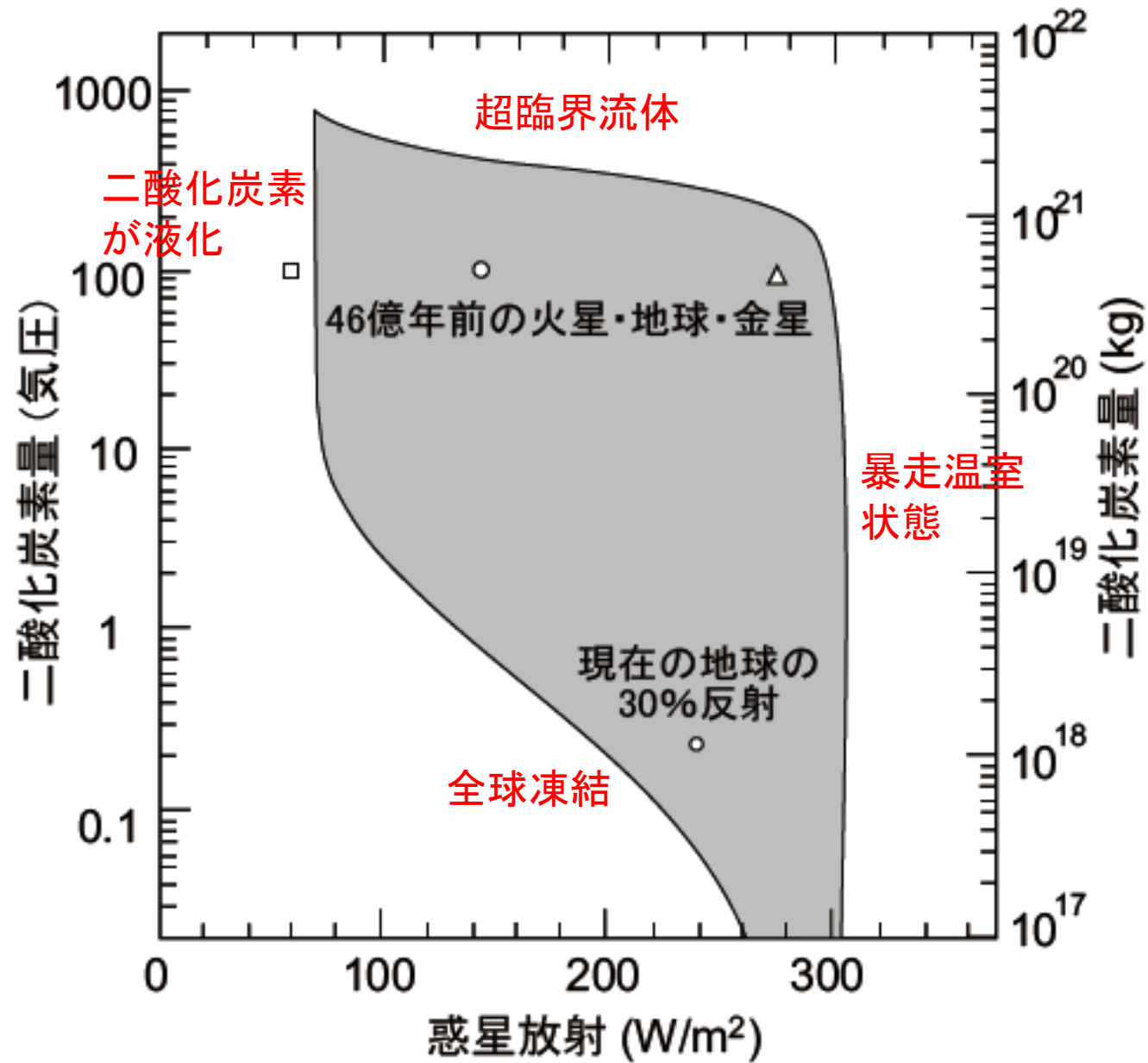


Figure 4. Time evolution of solar luminosity since the formation of the Earth based on the equation given by Gough (1977).

標準太陽モデルによれば、太陽は誕生から現在に至るまで、核融合反応により中心部の温度と圧力が上昇する結果として明るさを25~30%増してきた。



H<sub>2</sub>OとCO<sub>2</sub>からなる大気において液体の水が存在できる条件領域(阿部, 2009)

# 太陽活動シナリオ？

- 徐々に光度を増してきたという標準モデルは惑星科学業界では天与のもの

- 太陽光量が徐々に低下してきた可能性？

「初期太陽は今より5%重く、今より明るかった。その後太陽風やコロナ質量放出により質量を失い現在の光量に至った。」

(常田, ISASニュース No.350, 2010など) これはありうるか？

- 現在の太陽風が持ち去る質量は上記の減量に必要な量の1/300~1/1000にすぎない
- 若い太陽は自転が速く、磁場が強く、コロナ質量放出が今よりも活発だった？
- 現実の若い太陽型星は最大で現在の太陽の100倍程度の質量損失をしていることがわかっている

# 大気鉛直構造

- 大気中には層構造＝鉛直方向の変化が卓越
- 水平構造はとりあえず忘れて鉛直1次元の構造を考える



地球大気



タイタン大気のヘイズ層

# 静水圧平衡

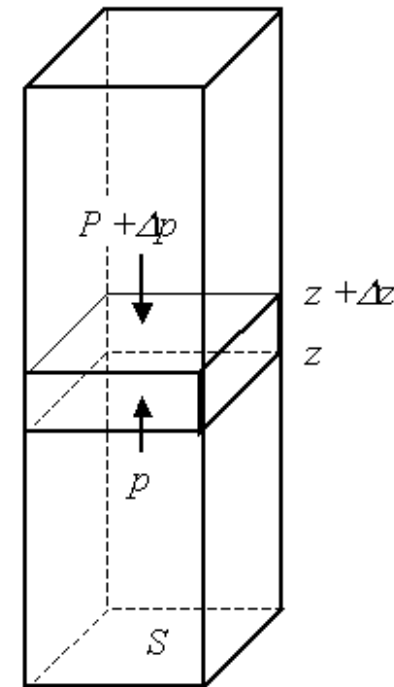
気圧の差の力と重力の釣り合いは

$$-S\Delta p = g\rho S\Delta z$$

$$\therefore \frac{dp}{dz} = -g\rho \quad (1)$$

$p$ : 圧力  $z$ : 高度  $g$ : 重力加速度

$\rho$ : 質量密度 ( $\text{kg}/\text{m}^3$ )



鉛直運動の方程式

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -\vec{v} \cdot \nabla w - w \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g$$

のうち右辺の第3, 4項のみ残したものと同一

気圧とはその高度より上にある大気柱の重さ

$$p(z) = \int_z^{\infty} g\rho(z')dz'$$

状態方程式

$$p = \rho RT \quad (2) \quad R: \text{気体定数 地球の乾燥空気で } 287 \text{ J/K/kg}$$

(1)(2)より

$$\frac{dp}{dz} = -\frac{gp}{RT}$$

$$\therefore p(z) = p_s \exp\left(-\int_0^z \frac{dz'}{H(z')}\right)$$

$p_s$ : 地表気圧  $H = RT/g$ : scale height 地球で 6~8km

温度  $T$  が高度によらない場合

$$p(z) = p_s \exp\left(-\frac{z}{H}\right)$$

# 重力で束縛されない解 (太陽風、ハイドロダイナミックエスケープ)

太陽風は太陽近傍では音速以下、地球軌道付近では超音速



流体の圧力を $p$ 、質量密度を $\rho$ 、外向きの速度を $v$ 、重力定数を $G$ 、太陽質量を $M$ とすると

運動方程式 
$$\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} + v \frac{dv}{dr} + \frac{GM}{r^2} = 0$$

質量保存則 
$$4\pi r^2 \rho v = \text{const.}$$

状態方程式 
$$p = \rho RT$$



温度  $T$  が距離  $r$  によらない(ように熱が供給されている)と仮定すると次式を得る。

$$\frac{1}{v} \left( \frac{v^2}{c_s^2} - 1 \right) \frac{dv}{dr} = \frac{2}{r} - \frac{GM}{c_s^2} \frac{1}{r^2} \quad c_s = \sqrt{RT} : \text{等温流体の音速}$$

$v = c_s$  では右辺がゼロにならないかぎり  $dv/dr$  が発散する。

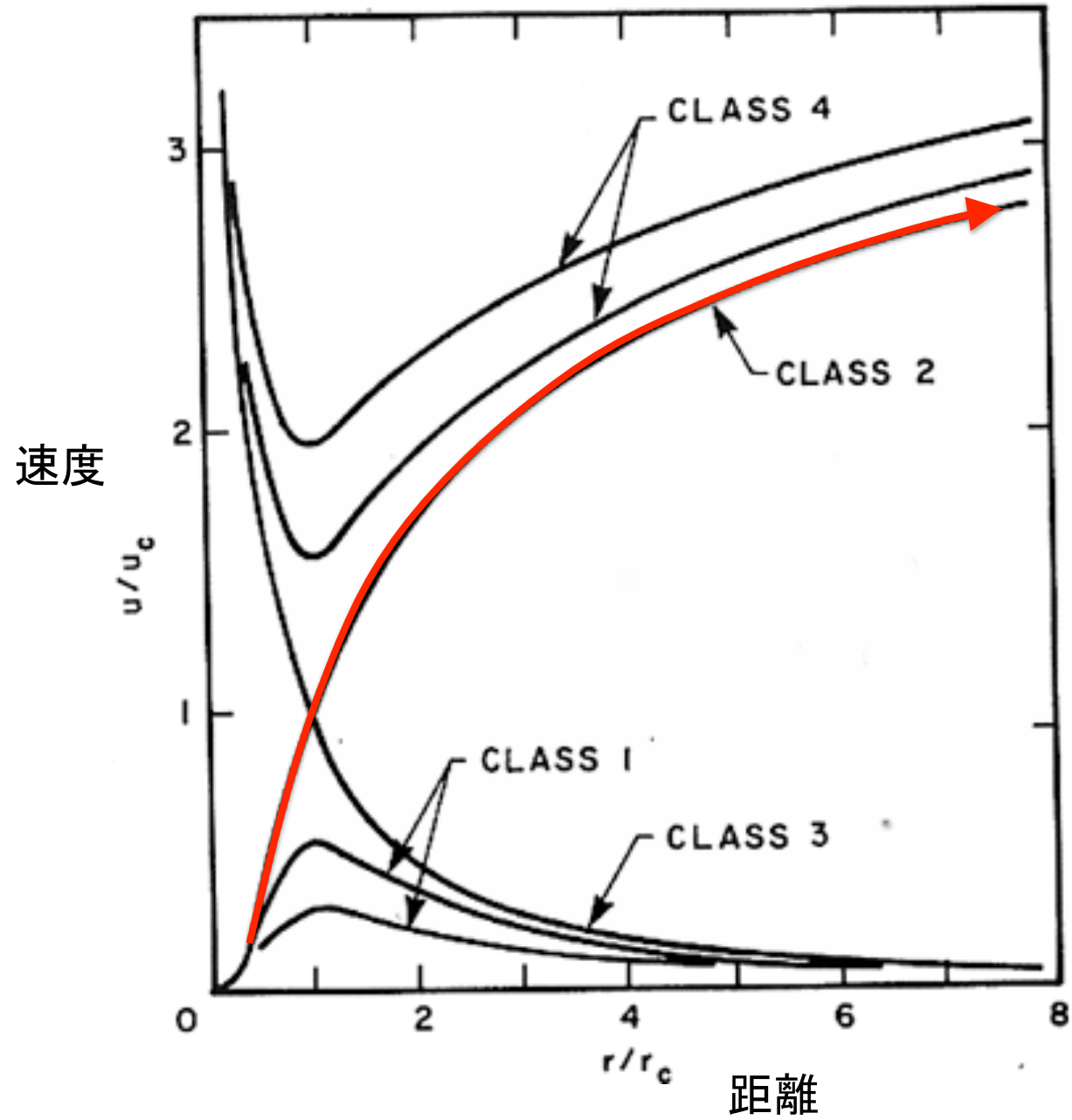
そこで  $v = c_s$  となる位置  $r_c$  で右辺がゼロになると考え、ここから

$$r_c = \frac{GM}{2c_s^2}$$

このとき  $r < r_c$  でも  $r > r_c$  でも  $dv/dr > 0$  となり、亜音速から超音速へ遷移

太陽風の場合、 $T = 10^6$  K とすると  $r_c = 8 \times 10^6$  km (太陽-地球間距離の5%)

# 流体的散逸の解



# 金星からの水素の流体的散逸

Kasting & Pollack (1983)

- 宇宙空間に定常的に流出する大気の構造を球対称モデルで解いた。(太陽風に類似のメカニズム)
- モデル下端=cold trap(飽和 $\text{H}_2\text{O}$ 混合比が極小)での温度を現在と同じ170K(現在の金星では高度90km)に固定。ここで $\text{H}_2\text{O}$ 混合比を与えると、これが飽和しているという条件から大気密度が決まる。あとはこの境界条件で、鉛直運動方程式と光化学モデルを解く。
- cold trapでの水蒸気混合比と太陽EUV強度を色々に変えて、大気流出量の変化を調べた。

## ESCAPE RATES FOR HIGH H<sub>2</sub>O LEVELS

Case	$c_0(\text{H}_2\text{O})$	$\Phi_{\text{esc}}(\text{H})$ ( $\text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$ )	$F$ ( $\text{g ster}^{-1} \text{sec}^{-1}$ )
A	$7.2 \times 10^{-4}$	$2.2 \times 10^9$	$1.3 \times 10^3$
B	$6.3 \times 10^{-3}$	$3.8 \times 10^{10}$	$2.3 \times 10^4$
C	$5.5 \times 10^{-2}$	$1.3 \times 10^{11}$	$7.7 \times 10^4$
D	$4.6 \times 10^{-1}$	$2.7 \times 10^{11}$	$1.6 \times 10^5$

→20億年で地球の海と同量が逃げる

cold trap (高度90km、170K) での水蒸気混合比

計算されたH流出flux

計算された質量流出flux

昔の太陽紫外線がもっと強ければ散逸はもっと速くなる

H流出  $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  → 6億年で地球の海と同量が逃げる

$1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  → 60億年で地球の海と同量が逃げる

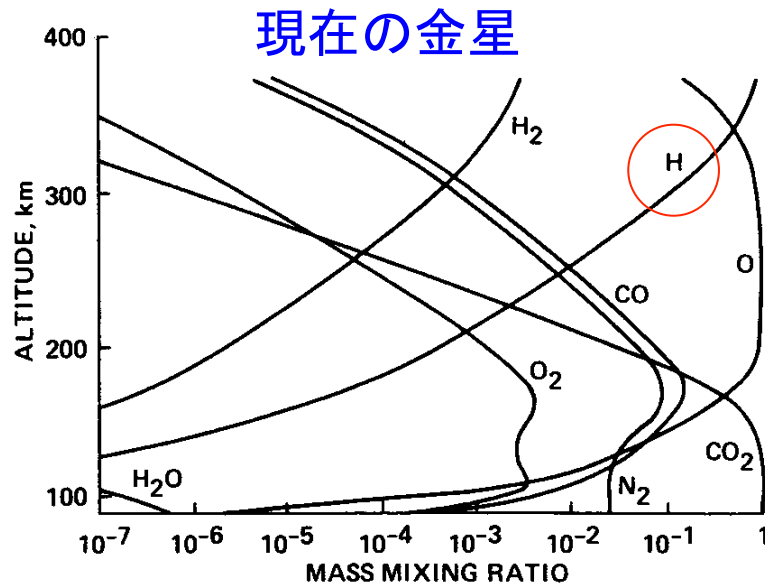


FIG. 2. Mass mixing profiles for the present Venus atmosphere.

## 大気組成の高度分布

- 下端の水蒸気混合比が増えると上層大気はほとんどH原子で占められるようになる。
- H原子による紫外線吸収が上層大気の主たる熱源になる

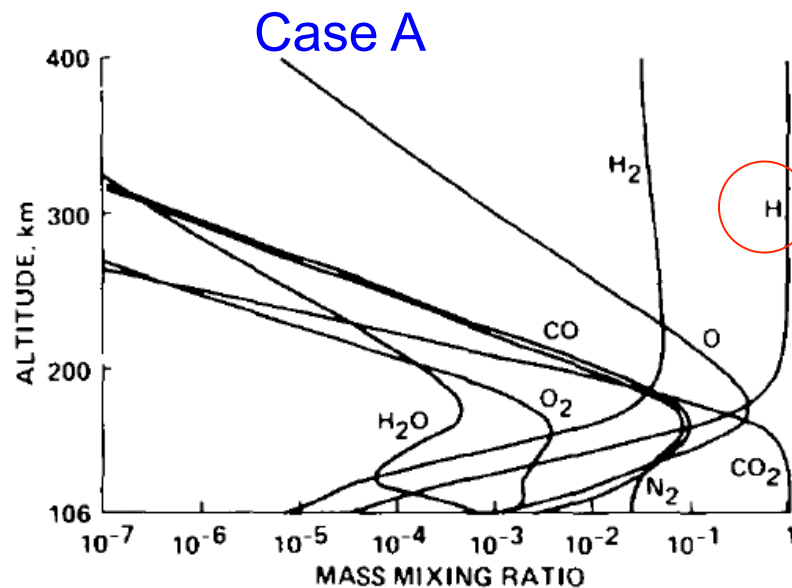


FIG. 9. Mass mixing ratio profiles for Case A.

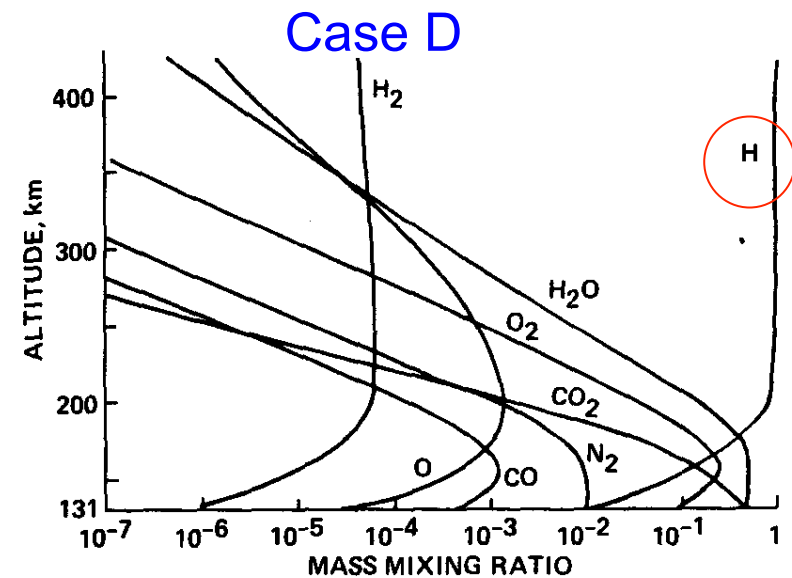


FIG. 10. Mass mixing ratio profiles for Case D.

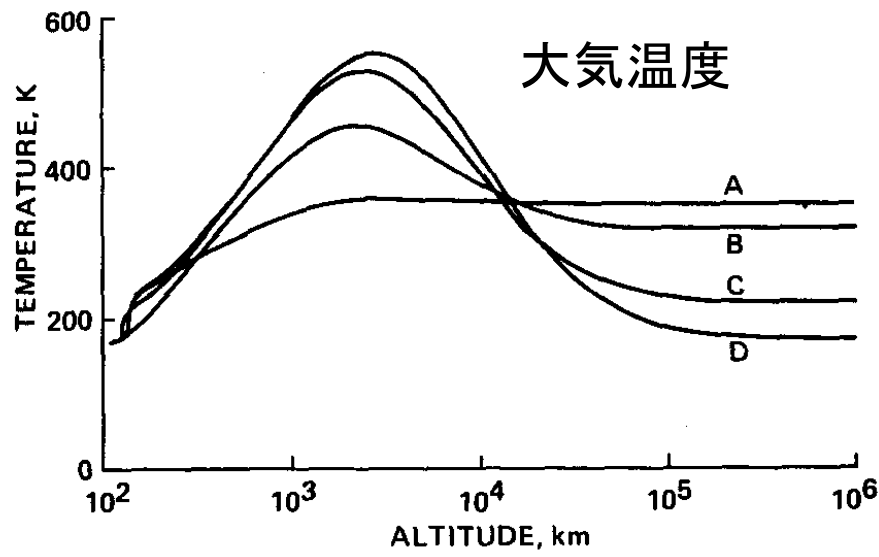


FIG. 5. Temperature profiles for Cases A to D.

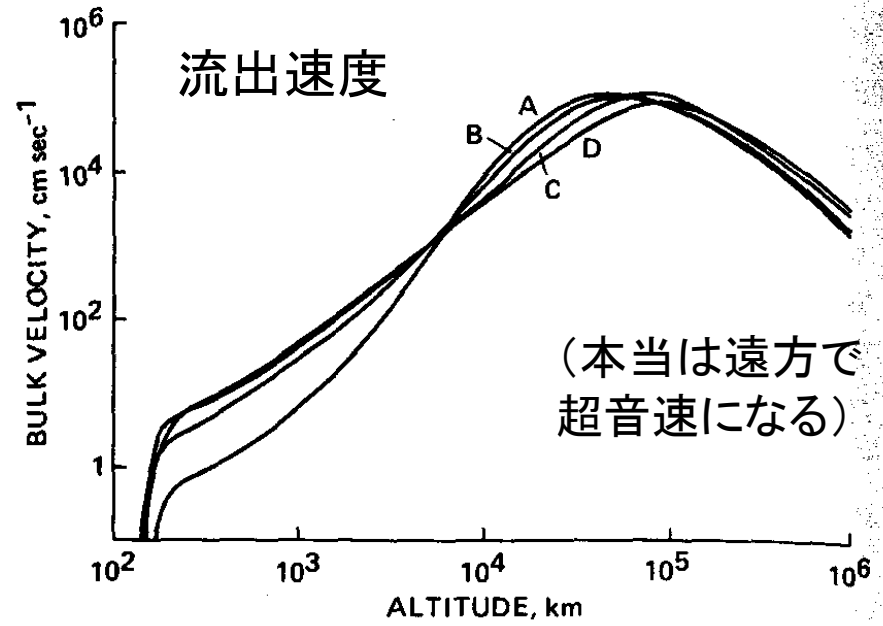


FIG. 6. Bulk velocity profiles for Cases A to D.

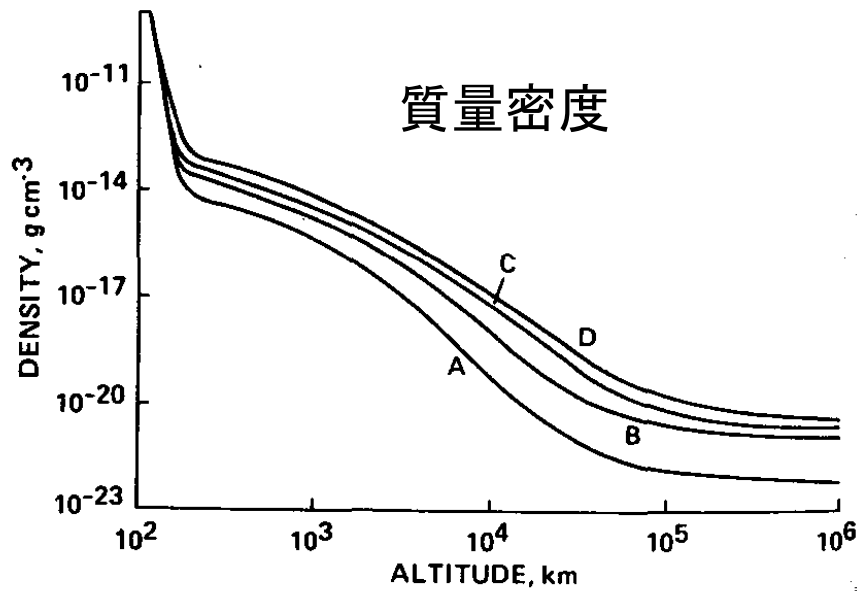


FIG. 7. Mass density profiles for Cases A to D.

## Case Dでの太陽EUV強度への依存性

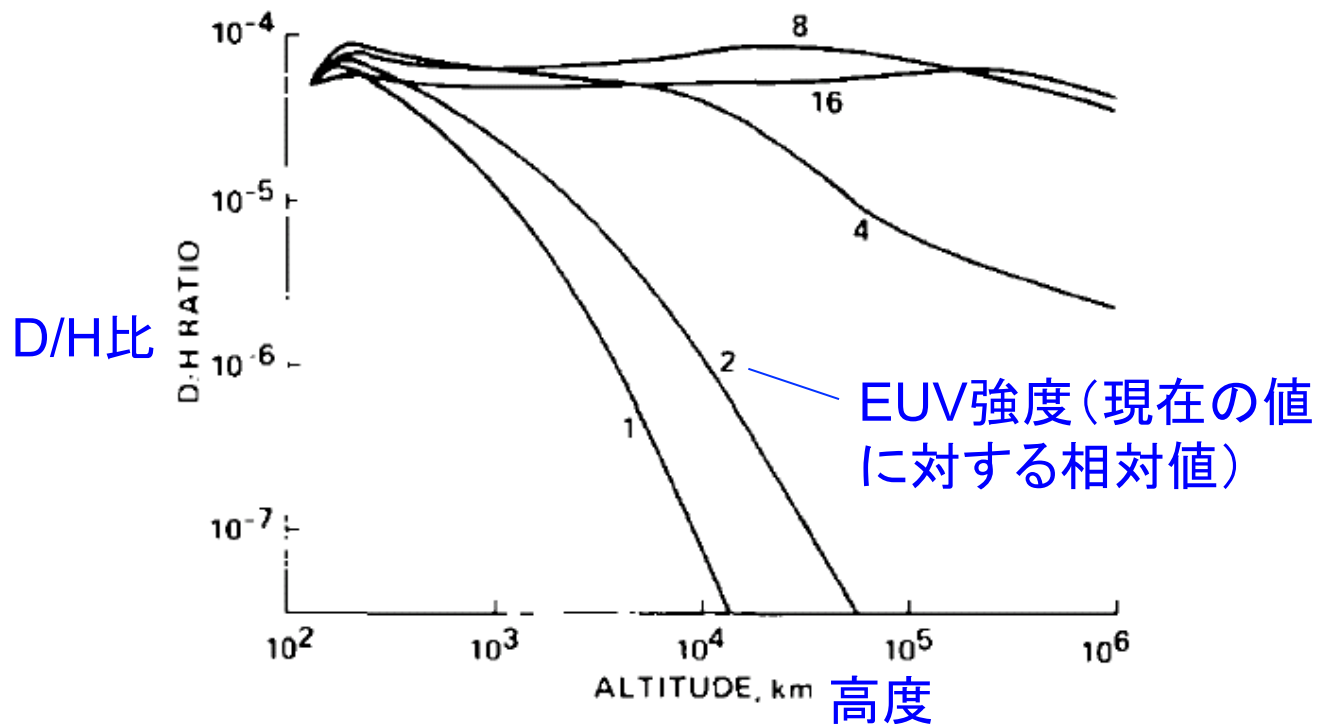


FIG. 13. Dependence of the total D/H ratio on height for Case D for various assumed multiples of the solar EUV flux.

- EUV強度が増すにつれて流出fluxが増え、流出大気のD/H比は下端でのD/H比に近づく → 同位体分別が起こりにくくなる
- 初期の太陽のEUV放射は今より強かったかもしれない

# 静的安定度

熱力学第1法則より

$$dH = c_v dT + p d\alpha \quad (1)$$

$dH$ : 単位質量の気体に加えられる熱

$c_v$ : 定積比熱

$\alpha = 1/\rho$ : 比容

状態方程式  $p\alpha = RT$  より

$$p d\alpha + \alpha dp = R dT \quad (2)$$

(1)(2)より

$$dH = c_p dT - \alpha dp \quad (3)$$

$c_p = c_v + R$ : 定圧比熱 (地球大気では  $c_p = 7R/2$ )

断熱過程 ( $dH = 0$ ) を考え、状態方程式を使うと(3)から

$$c_p d(\ln T) = R d(\ln p)$$

$$\therefore T = \text{const.} \times p^{R/C_p}$$

ここから温位 (potential temperature)  $\theta$  を定義

$$\theta \equiv T \left( \frac{p_s}{p} \right)^{R/C_p} \quad (4) \quad : \text{断熱変化における保存量}$$



温位が高さによらず一定の場合、(4)を  $z$  について微分して  $d\theta = 0$  において静水圧平衡を仮定すると

$$\frac{dT}{dz} = -\frac{g}{c_p} = -\Gamma_d \quad (2.5)$$

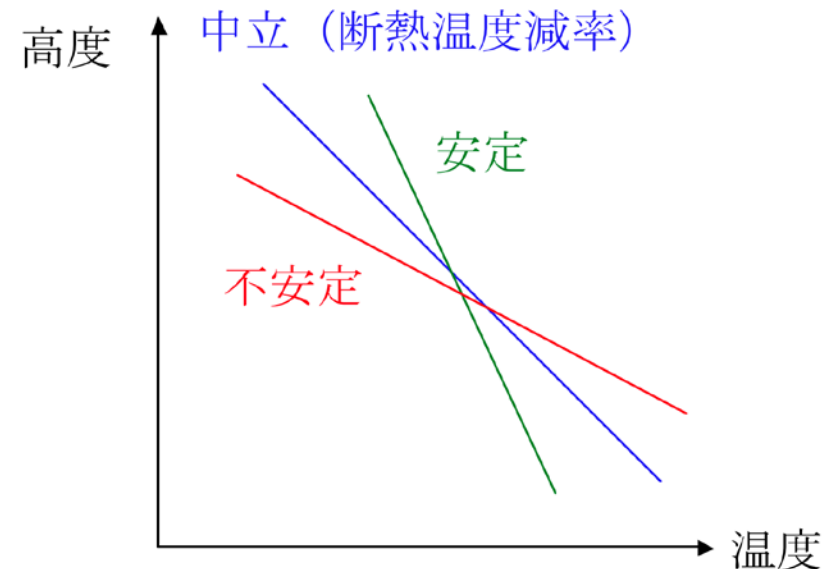
$\Gamma_d$ : 乾燥断熱温度減率 地球大気で 9.76 K/km

(空気塊の上昇時の断熱冷却に伴い水の凝結が起こるときは、潜熱の効果を加味した湿潤断熱温度減率を考える。地球対流圏で 4~7 K/km)

$\Gamma$  = 周囲の空気の温度減率 として

### 3種類の安定性

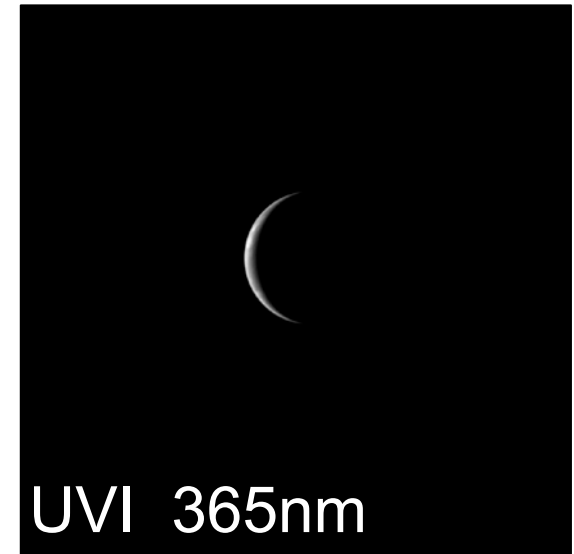
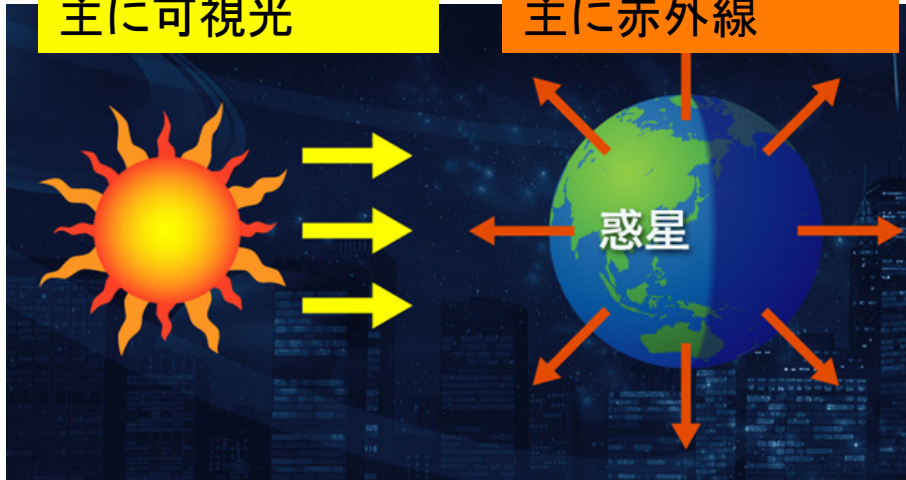
- $\Gamma_d - \Gamma > 0$  ( $\partial\bar{\theta}/\partial z > 0$ ) : 安定
- $\Gamma_d - \Gamma = 0$  ( $\partial\bar{\theta}/\partial z = 0$ ) : 中立
- $\Gamma_d - \Gamma < 0$  ( $\partial\bar{\theta}/\partial z < 0$ ) : 対流不安定



# 温室効果：熱放射極大波長の温度依存性の帰結

太陽からの入力：  
主に可視光

惑星からの廃熱：  
主に赤外線



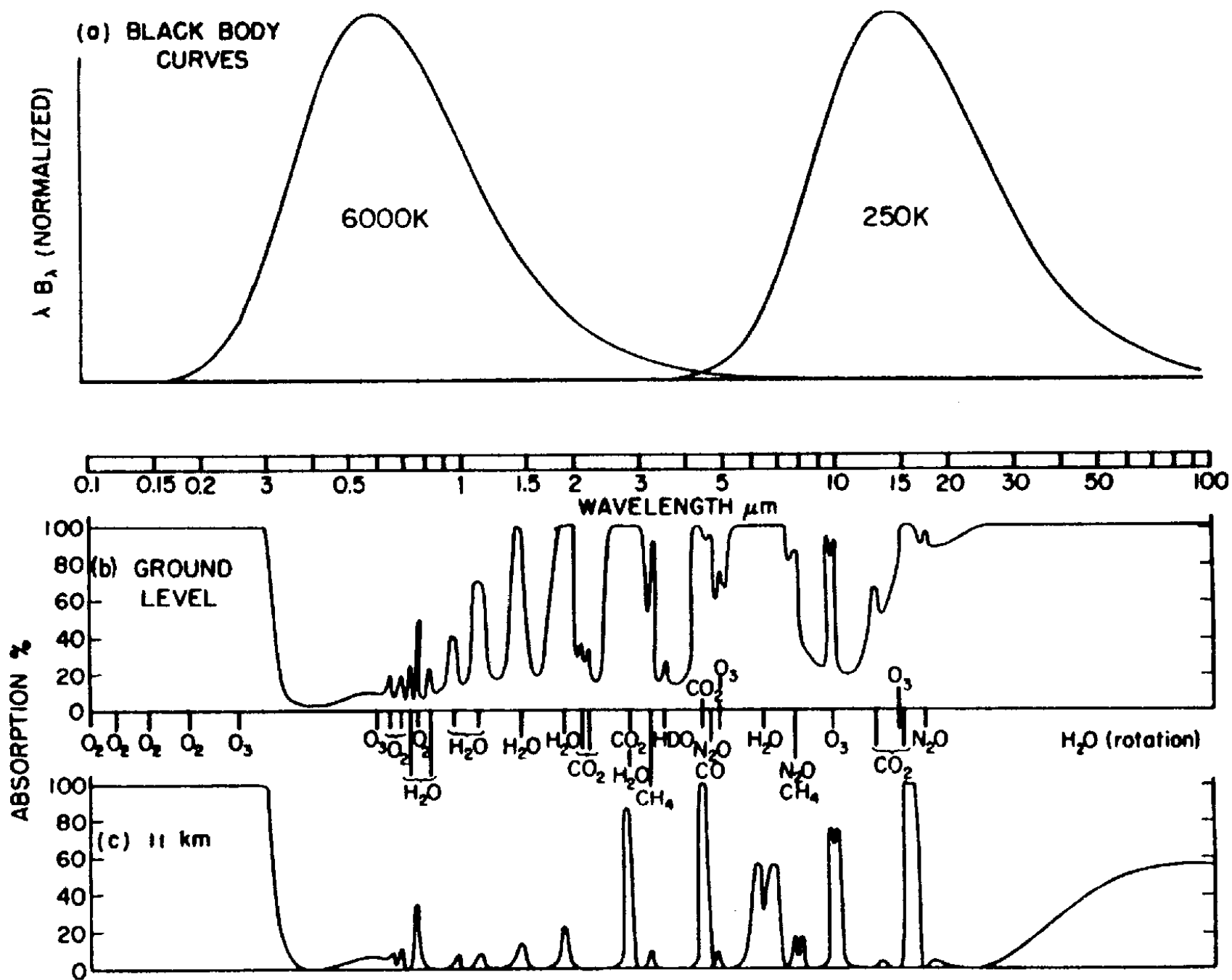


FIG. 1.1 Atmospheric absorptions. (a) Black-body curves for 6000 K and 250 K. (b)

# 電磁波の吸収と放出

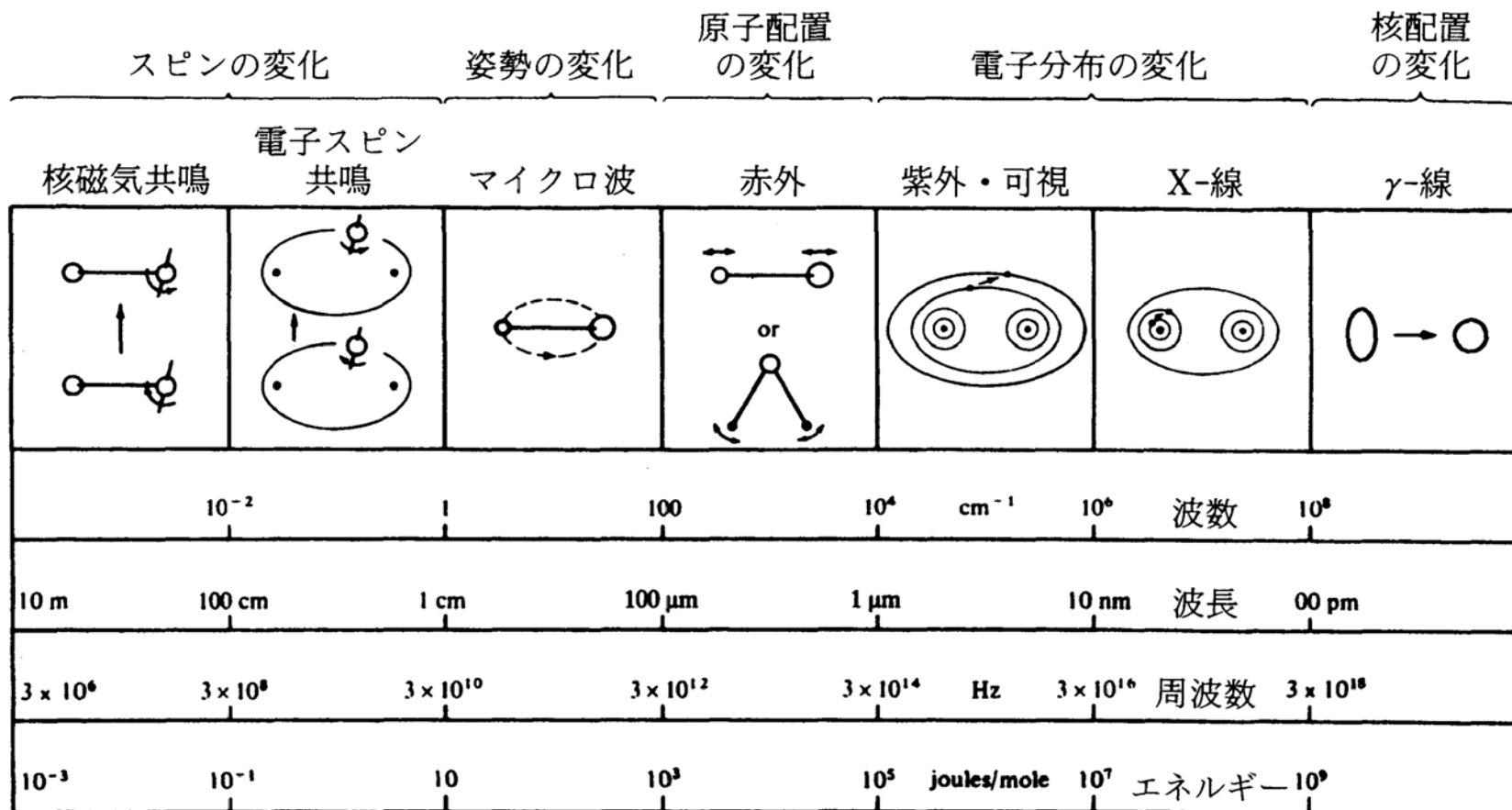
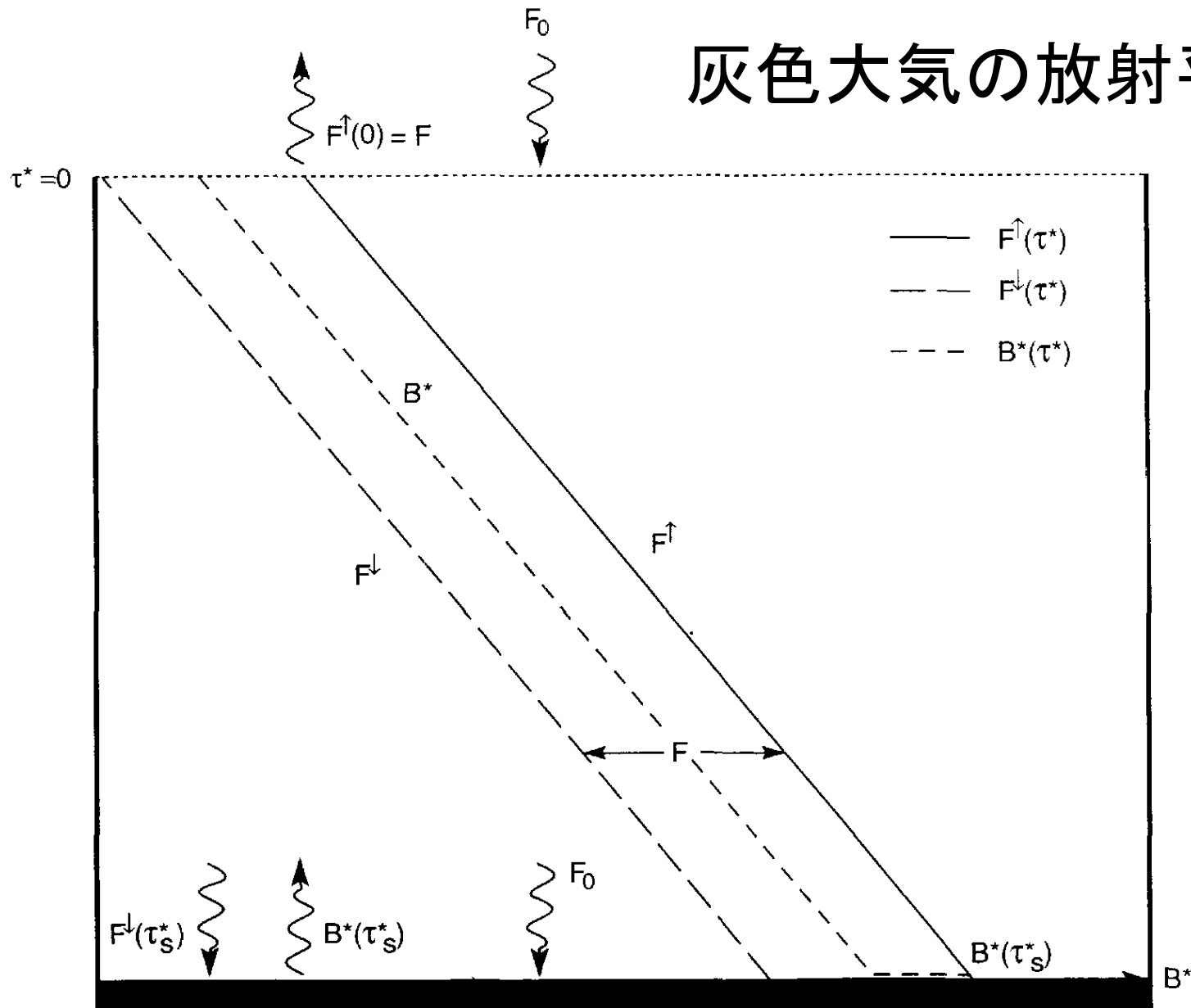


図 5.1 電磁波のスペクトルと電磁波-分子 (原子) の相互作用のメカニズム (Banwell and McCash, 1994)<sup>26)</sup>

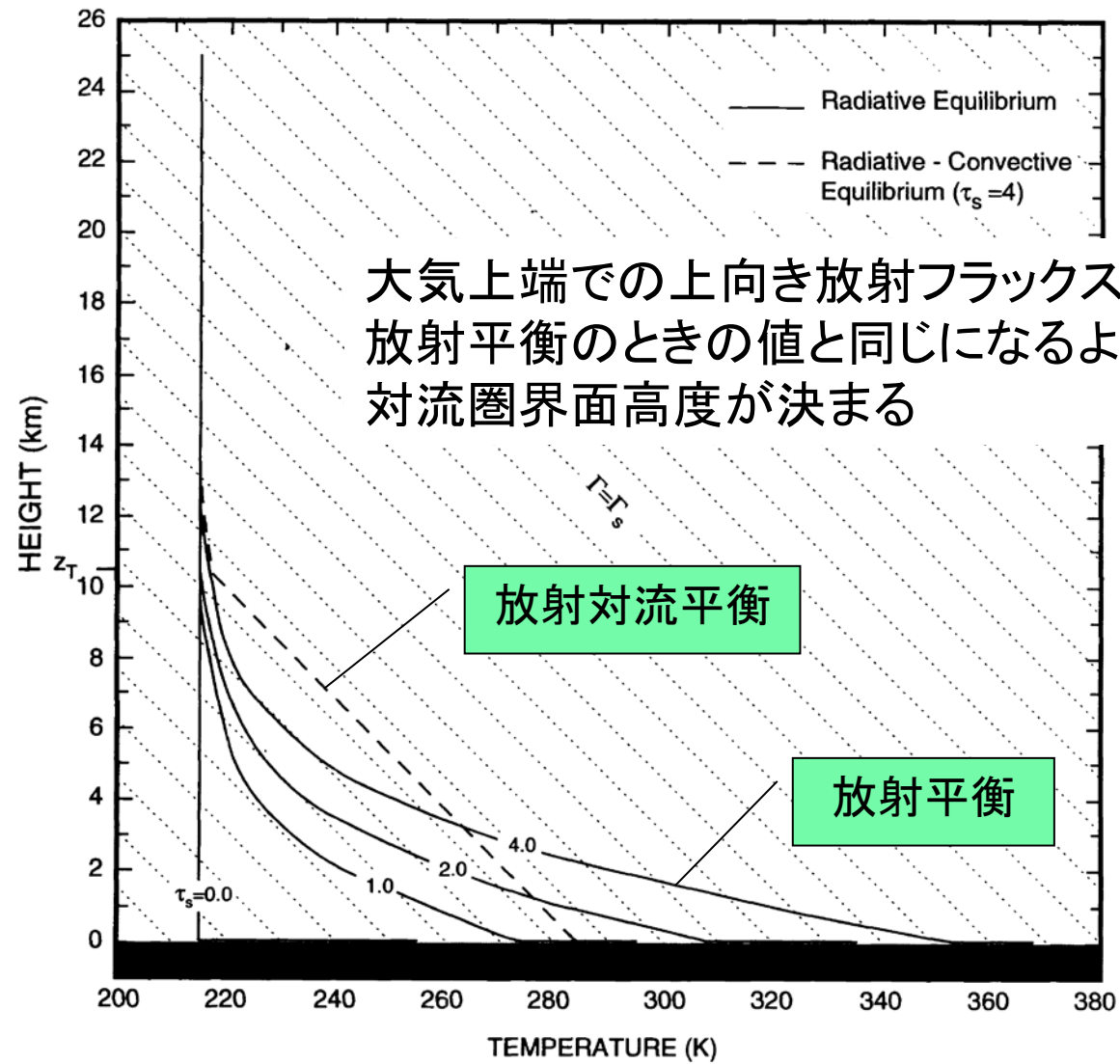
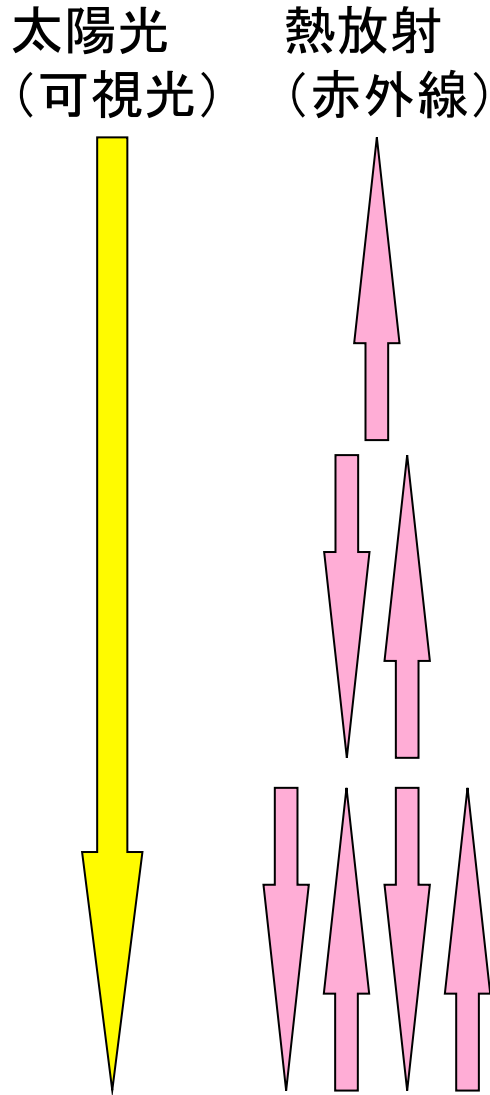
柴田 (1999)

# 灰色大気放射平衡



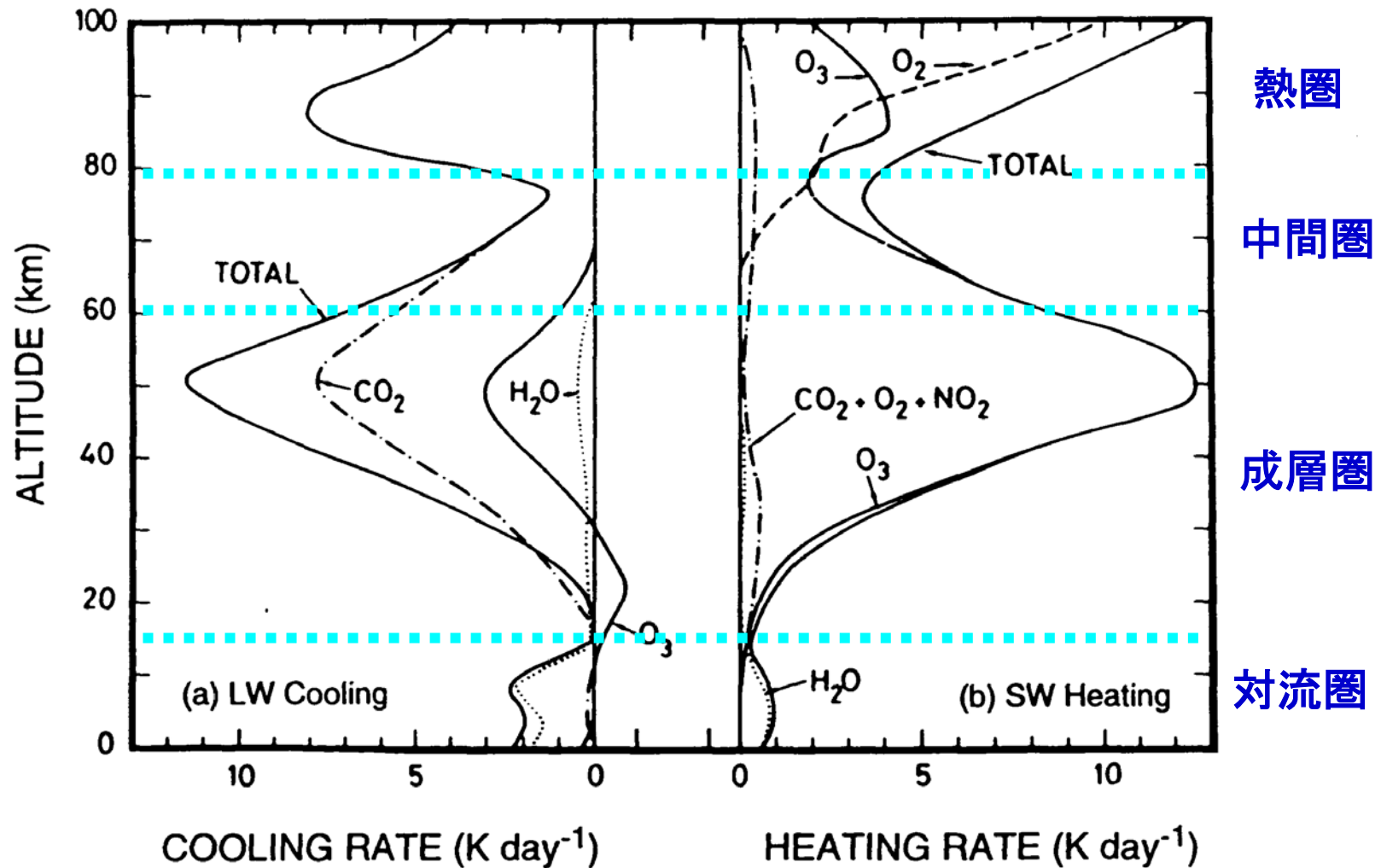
**Figure 8.20** Upwelling and downwelling fluxes and emission in a gray atmosphere that is in radiative equilibrium with an incident SW flux  $F_0$  and a black underlying surface. *Note:* the emission profile is discontinuous at the surface.

# 対流調節



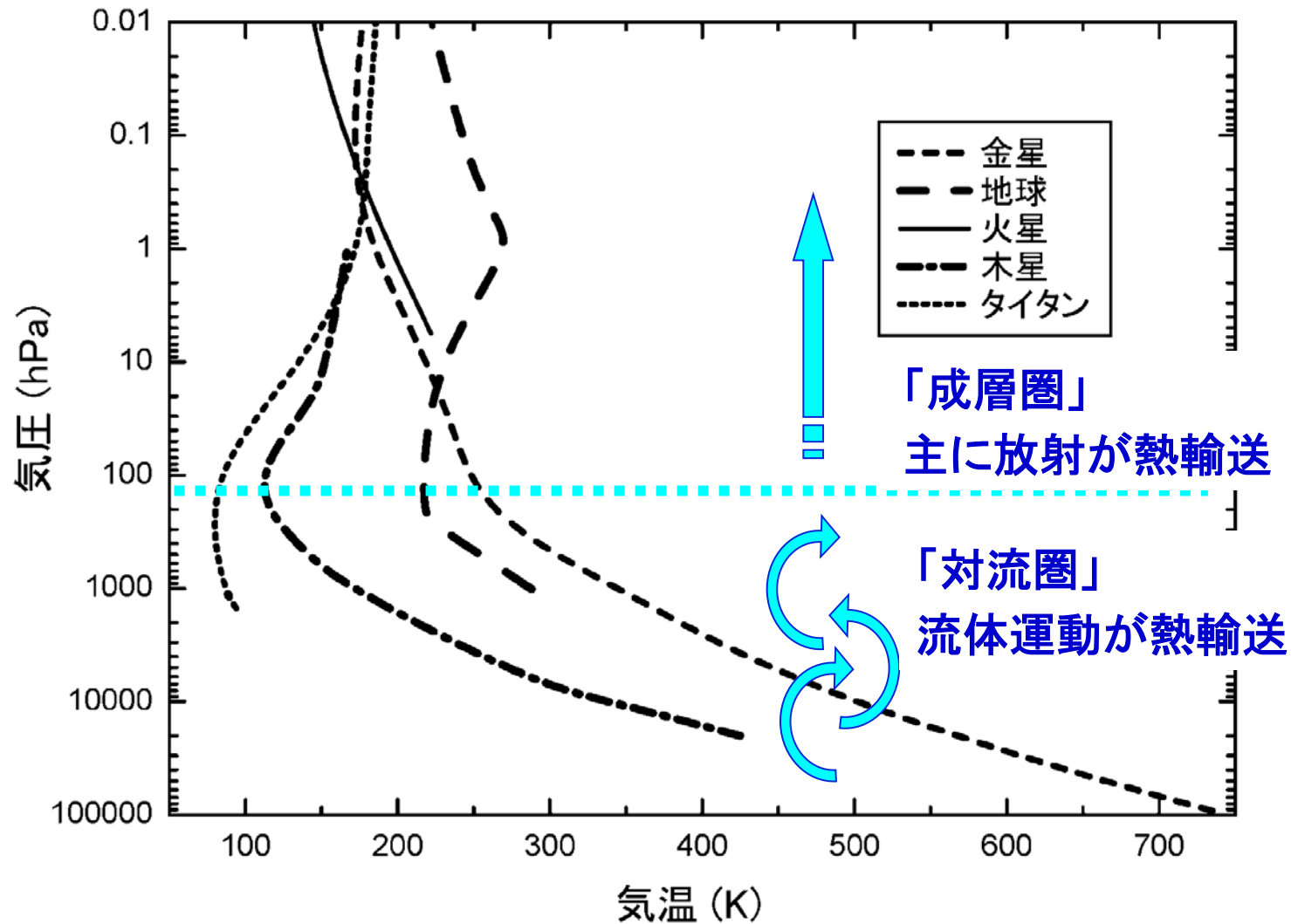
**Figure 8.21** Radiative equilibrium temperature (solid lines) for the gray atmosphere in Fig. 8.20, with a profile of optical depth representative of water vapor (8.69), presented for several atmospheric optical depths  $\tau_s$ . Saturated adiabatic lapse rate (dotted lines) and radiative-convective equilibrium temperature for  $\tau_s = 4$  (dashed line) superposed.

# 赤外冷却と紫外-可視-近赤外加熱のバランス



**Figure 8.24** Global-mean profiles of (a) LW cooling and (b) SW heating. Contributions from individual radiatively active constituents also shown. After London (1980).

# 鉛直温度分布

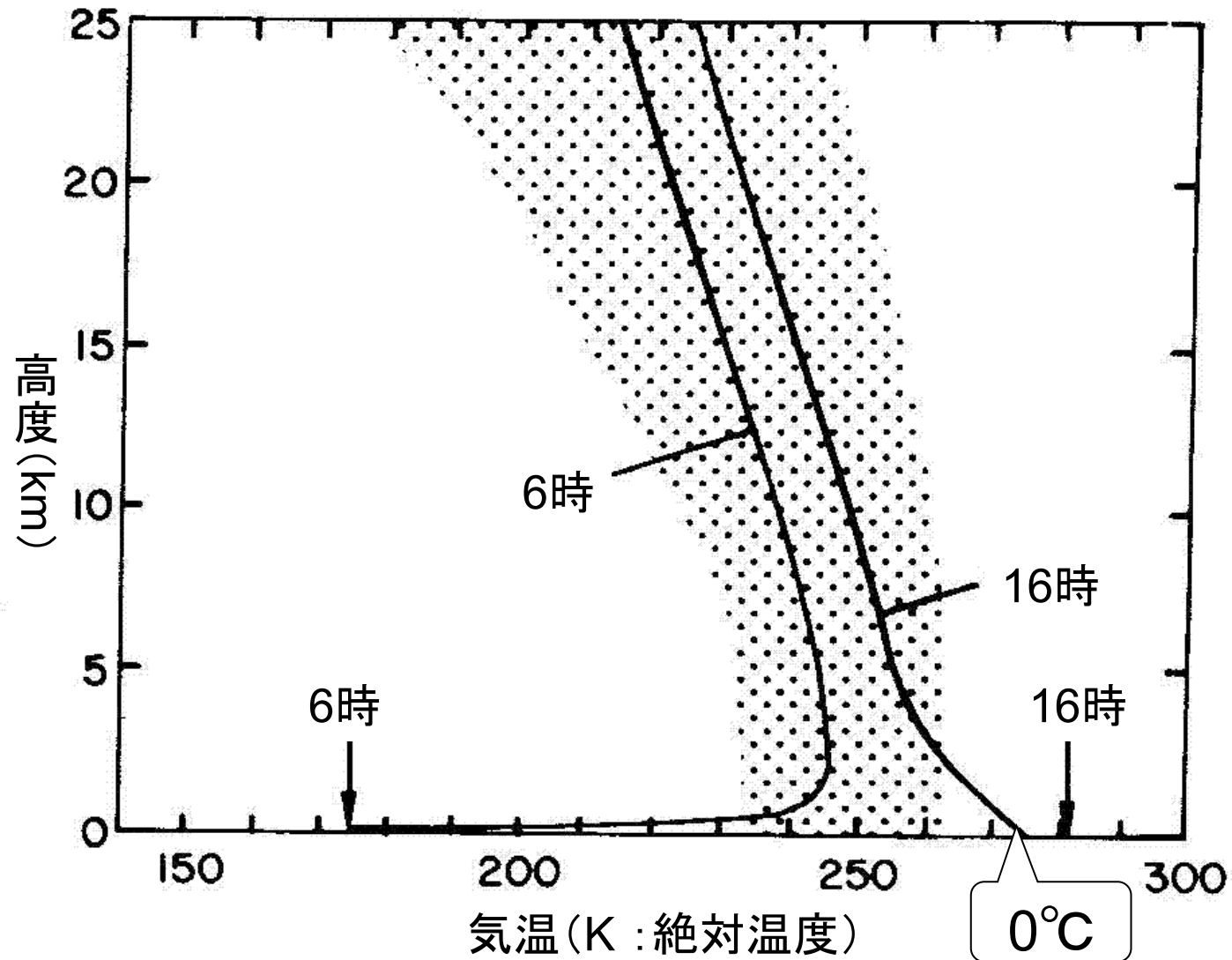


- なぜ圏界面はいつも100hPa付近なのか
- 火星は全層が成層圏？

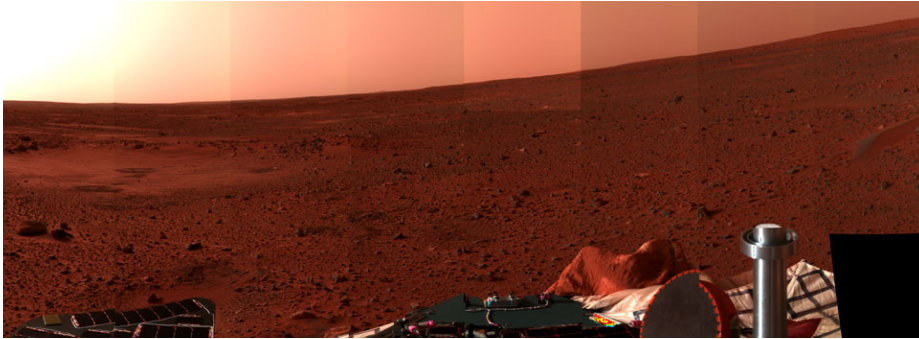


# 火星の放射対流平衡

Gierasch & Goody (1972)



# 火星のダスト



- 直径数ミクロンまでの微細な塵（鉱物）が定常的に地面から巻き上げられて大気中に浮遊
- 可視光の光学的厚さ 0.1-0.5
- 太陽放射と赤外放射の両方を吸収

## 赤外でのダスト光学厚みの季節変化

(Smith et al. 2004)

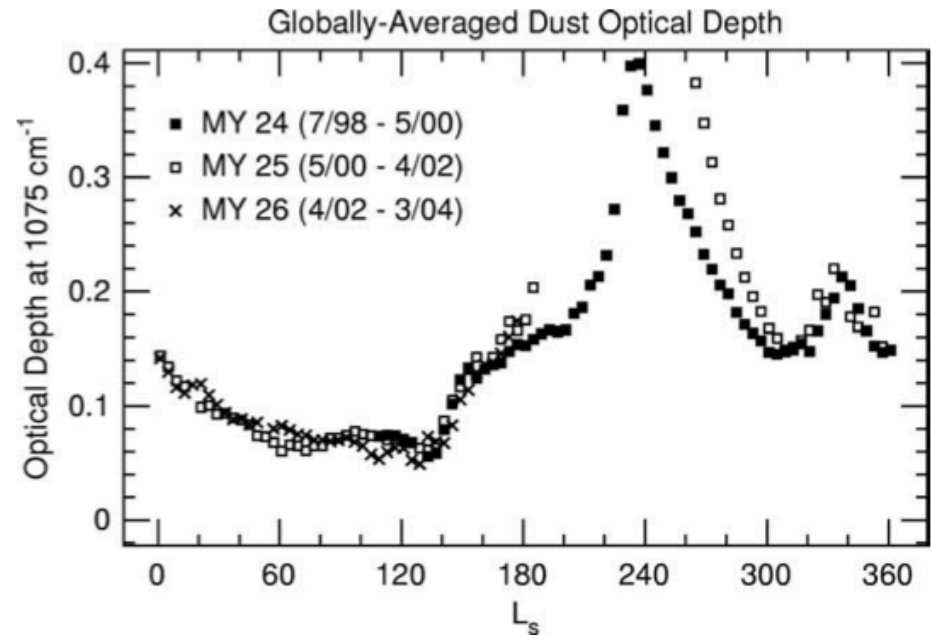
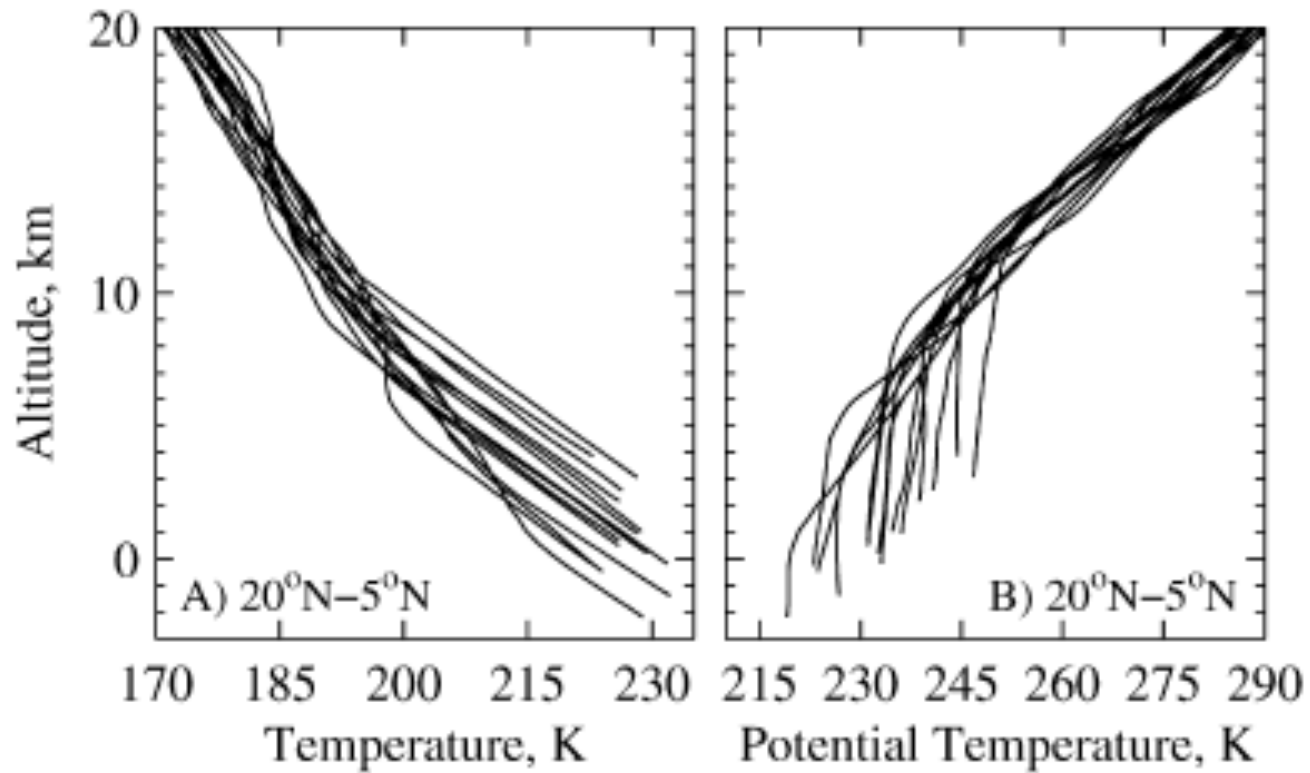


Fig. 7. Globally-averaged daytime (local time  $\sim 1400$ ) dust optical depth at  $1075 \text{ cm}^{-1}$  (scaled to an equivalent 6.1-mbar pressure surface) as a function of season ( $L_s$ ). Three martian years are represented: Mars Year 24 (MY 24) (■), MY 25 (□), MY 26 (×). During the planet-encircling dust storm of 2001 (MY 25), globally-averaged dust opacity reached 1.3 at  $L_s = 205\text{--}215^\circ$ .

# 火星の対流混合層

- 高度3-10kmまで
- 季節や場所によって大きく変化



# 金星大気の温度分布

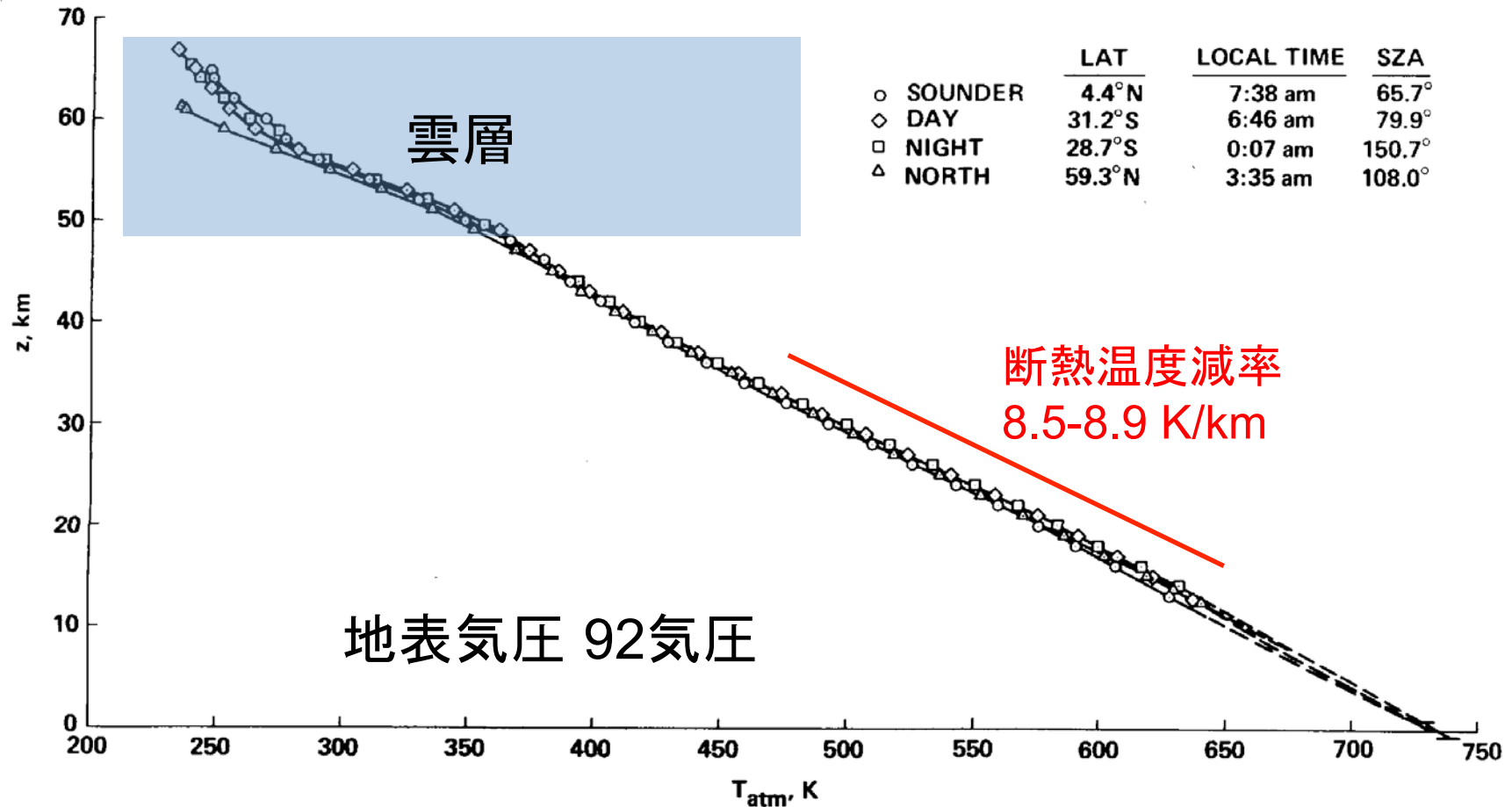
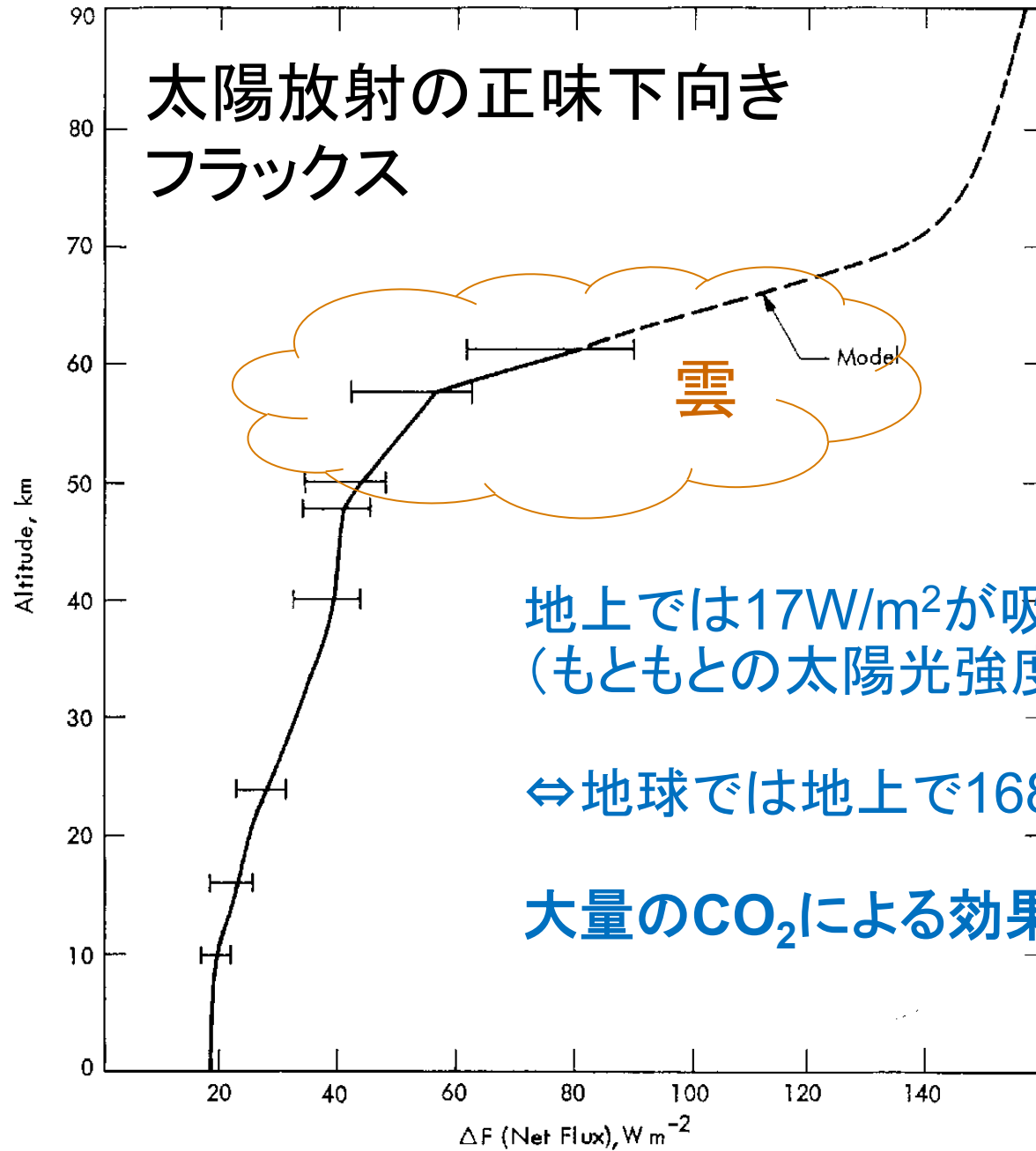


Fig. 13. Comparison of temperature profiles from the four probes below an altitude of 65 km. This may be compared with the preliminary data in Figure 1 of *Seiff et al.* [1979b], which showed close agreement of the four profiles, but the more complete analysis has brought them even closer together. SZA is solar zenith angle.



地上では $17W/m^2$ が吸収される  
(もともとの太陽光強度の1.5%)

⇔地球では地上で $168W/m^2$ 吸収

大量の $CO_2$ による効果的な温室効果

Figure 6-13. Globally Averaged Model of Total Solar Flux

