

# 地球型惑星の射出限界の考察に向けて

Ishiwatari *et al.* (2002) のレビュー

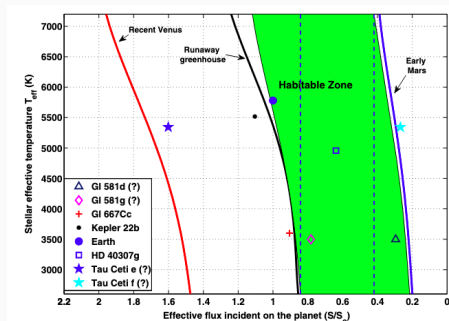
---

人見祥磨

August 10, 2021

北海道大学大学院理学院 地球流体力学研究室 M2

- 系外惑星に生命が存在するためには、惑星表面に液体の水があることが重要だと考えられる (Kopparapu *et al.* 2013)
- 惑星表面に液体の水が存在しうる領域は、ハビタブルゾーン (HZ) と呼ばれる
- 惑星表面に液体の水が存在する条件の一つは、惑星の表面温度が水の融点から沸点の間にあることである
- HZ の内側の、比較的高温な領域で起こる現象を考察する

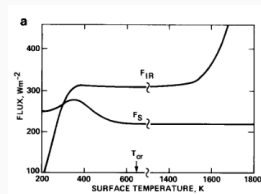


Kopparapu *et al.* (2013) Fig. 8。様々な中心星の有効温度ごとに、雲がない場合の HZ を示したもの。

- HZ の内側境界を決定する重要な事象として、暴走温室状態が議論されている

- 様々なモデルで暴走温室状態の研究が進められていた

- 温度の上昇と水蒸気量の増加には正のフィードバックがあり、海洋が完全に蒸発することが考えられる (Plass 1961; Gold 1964)
- 灰色成層圏モデルでは惑星大気上端での外向き赤外放射 (outgoing longwave radiation: OLR) には上限がある (Komabayashi, 1967, 1968; Ingersoll, 1969)
- 精密な放射過程・熱力学過程をもち、対流圏まで考慮したモデルでも放射上限があらわれる (Kasting 1988; Abe and Matsui 1988)

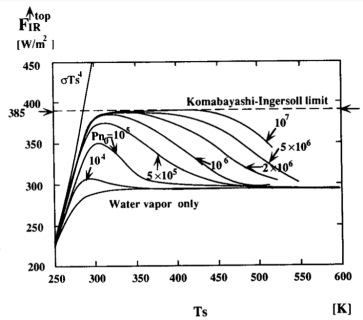


Kasting (1988) Fig. 7a  
精密モデルでの OLR ( $F_{IR}$ ) と  
地表面温度の関係

- それぞれの研究の暴走温室状態の定義と、その関連性は明確ではなかった
- 暴走温室状態や射出限界について、Nakajima *et al.* (1992) が整理を行った

- Nakajima *et al.* (1992) は 1 次元放射対流平衡モデルを用いて OLR に 2 種類の上限があると示した
  - 大気に水蒸気が極端に少ないときにあらわれる上限 (Komabayashi-Ingersoll Limit)
  - 対流圏の構造によって与えられる上限
  - 高温の場合の極限 (Kasting や Abe and Matsui の上限に対応)
  - この 3 つの上限は異なる原因によるとわかった

Nakajima <i>et al.</i> (1992) モデル設定	
成層圏	放射平衡
対流圏界面	飽和水蒸気
対流圏	飽和断熱減率
放射過程	散乱なし、灰色
成分	理想気体、2 成分 (水蒸気・乾燥空気)、分子量同じ
水蒸気の吸収係数	$\kappa_v = 0.01 \text{ m}^2/\text{kg}$
乾燥空気の吸収係数	$\kappa_n = 0$
臨界点	考慮せず



Nakajima *et al.* (1992) Fig. 6  
地表面での乾燥空気の分圧  $p_{n0}$  を変化させた時の地表面温度と OLR の関係

- Nakajima *et al.* (1992) の枠組みを踏まえ 3 次元で行うことが目的
  - 入射するエネルギーフラックス (surface shortwave radiation: SSR) の緯度分布も考慮した
  - 3 次元で運動も取り入れた計算をした
  - 時間発展計算を行う
    - 平衡解が安定か検討できる
    - 平衡解が存在しない場合の振る舞いを検討できる

## 大気大循環モデルを用いて実験を行った

$$\frac{d\zeta}{dt} = -\frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \lambda} \left[ -(\zeta + f)u - \dot{\sigma} \frac{\partial u}{\partial \sigma} - \frac{RT'}{a \cos \varphi} \frac{\partial \pi}{\partial \lambda} \right] - \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left[ \left( (\zeta + f)v - \dot{\sigma} \frac{\partial u}{\partial \sigma} - \frac{RT'}{a} \frac{\partial \pi}{\partial \varphi} \right) \cos \varphi \right] - F_{\zeta}^{diff}, \quad (\text{渦度})$$

$$\frac{dD}{dt} = \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \lambda} \left[ (\zeta + f)v - \dot{\sigma} \frac{\partial u}{\partial \sigma} - x \frac{RT'}{a} \frac{\partial \pi}{\partial \varphi} \right] + \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left[ \left( (\zeta + f)v - \dot{\sigma} \frac{\partial u}{\partial \sigma} - \frac{RT'}{a} \frac{\partial \pi}{\partial \varphi} \right) \cos \varphi \right] - \nabla^2 (\Phi + R\bar{T}\pi + E) - F_D^{diff}, \quad (\text{発散})$$

$$\frac{d\pi}{dt} = -\frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial u}{\partial \lambda} - \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} [v \cos \varphi] - \frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \sigma}, \quad \frac{\partial \Phi}{\partial \sigma} = -\frac{RT}{\sigma}, \quad \frac{dq}{dt} = \frac{g}{p_s} \frac{\partial F_q^{vdf}}{\partial \sigma} + F_q^{vdf} + S_q^{cond}, \quad (\text{連続の式, 静水圧, 比湿})$$

$$\frac{dT}{dt} = \frac{RT}{c_p} \left( \frac{\partial \pi}{\partial t} + \frac{u}{a \cos \varphi} \frac{\partial \pi}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial \pi}{\partial \varphi} + \frac{\dot{\sigma}}{\sigma} \right) + \frac{1}{c_p} \left( \frac{g}{p_s} \frac{\partial F_T^{vdf}}{\partial \sigma} + \frac{g}{p_s} \frac{\partial F_{rad}^{vdf}}{\partial \sigma} \right) + F_T^{diff} + LS_q^{cond}, \quad (\text{熱力学})$$

$$\frac{d}{dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + \frac{u}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial}{\partial \varphi} + \dot{\sigma} \frac{\partial}{\partial \sigma}, \quad \zeta \equiv \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial v}{\partial \lambda} - \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} [u \cos \varphi],$$

$$D \equiv \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} [v \cos \varphi], \quad \Phi \equiv gz, \quad \pi \equiv \ln p_s$$

$(\lambda, \varphi)$ : 緯度経度;  $\sigma$ : 高度 ( $\sigma$  座標);  $u, v$ : 水平風;  $\dot{\sigma}$ :  $\sigma$  座標での鉛直風;  $T$ : 温度;  $q$ : 比湿;  $p_s$ : 地表面気圧;  $f$ : コリオリパラメータ;  $a$ : 惑星半径;  $g$ : 重力加速度;  
 $R$ : 乾燥空気の気体定数;  $c_p$ : 定圧比熱;  $L$ : 水の潜熱;  $F_{\bullet}^{diff}$ : 水平拡散項;  $F_{\bullet}^{vdf}$ : 鉛直拡散項;  $S_q^{cond}$ : 結露・凝結による比湿の変化;

- Cumulus parameterization
  - 湿潤対流調節スキーム
    - 上下2層で湿潤不安定が起きている場合
    - 気温減率が湿潤断熱減率を超える場合
    - 飽和か過飽和になっている場合
- 結露過程
- 放射過程
- 鉛直混合
- 表層の流れ

# モデル設定

- 基本の設定は Nakajima *et al.* (1992) と同一
  - 大気は凝結性成分（水蒸気）と非凝結性成分（乾燥空気）からなる
  - 両成分とも分子量が同じであるとする
  - 水蒸気のみが長波放射を吸収し、灰色であるとする
- 地表面で熱バランスが成り立ち、湿り度は 1 とする（すべて海で覆われている）
- 平分解能は三角形切断の T21 に対応した  $32 \times 64$
- 鉛直層数は 32
- 太陽定数  $S$  を変化させて実験を行った
  - 実験した太陽定数は表の 8 つ。実験名の  $S$  の後ろが太陽定数
  - 実験 S1380 が現在の地球に相当
  - 全球平均 SSR は  $S$  の  $1/4$

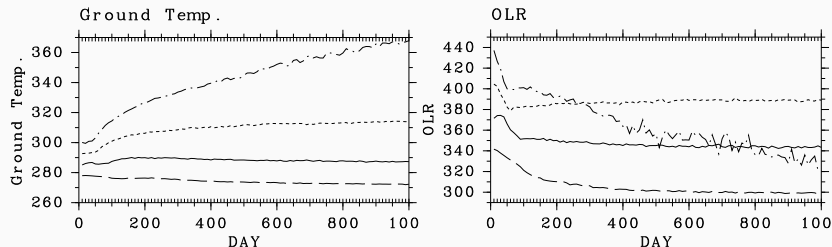
モデル設定	
成層圏対流圏放射過程成分臨界点	放射平衡 飽和断熱減率 散乱なし、灰色 理想気体、水蒸気・乾燥空気 なし
気体定数	$R = 8.314 \text{ J/kg/K}$
重力加速度	$g = 9.8 \text{ m/s}^2$
非凝縮成分の分子量	$m_n = 18 \times 10^{-3} \text{ kg/mol}$
凝縮成分の分子量	$m_v = 18 \times 10^{-3} \text{ kg/mol}$
凝縮成分の定圧モル比熱	$c_{pv} = 3.5R$
非凝縮成分の定圧モル比熱	$c_{pn} = 3.5R$
凝縮成分の潜熱	$L = 2.4253 \times 10^6 \text{ J/kg}$
飽和水蒸気曲線の定数	$p_0^* = 1.4 \times 10^{11} \text{ Pa}$
地表面での非凝縮成分の量	$p_{n0} = 10^5 \text{ Pa}$
凝縮成分の吸収係数	$\kappa_v = 0.01 \text{ m}^2/\text{kg}$
非凝縮成分の吸収係数	$\kappa_n = 0 \text{ m}^2/\text{kg}$
地表面の比熱	0
地表面のアルベド	0

実験を行った太陽定数				
実験名	S1200	S1380	S1500	S1550
SSR(W/m <sup>2</sup> )	300.0	345.0	375.0	387.5
実験名	S1570	S1600	S1700	S1800
SSR(W/m <sup>2</sup> )	392.5	400.0	425.0	450.0



- 試計算を行ったところ、上層大気で内部重力波が増幅して、計算不安定が起きた
  - 内部重力波に対して、強い人工的散逸を導入した
  - ハドレー循環や傾圧不安定などの対流圏の大気循環の基本的な構造は表現されているので、大きな影響はないとした
- この計算に用いた GCM (AGCM) にはバグが含まれていた (Ishiwatari *et al.* (2021))
  - 湿潤対流調節スキームが動作する条件が逆になっていた
  - 鉛直成層が湿潤断熱減率よりも安定しているときに対流調節が働くようになっていた
- 修士研究では、モデルのバグを修正した計算を行う予定

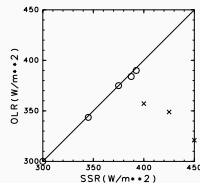
# 熱的暴走状態の発生



Ishiwatari *et al.* (2002) Fig. 2

全球平均 OLR ( $W/m^2$ ) と全球平均表面温度 (K) の時間変化; S1200, S1380, S1570, S1800 の結果

- $S \leq 1570 W/m^2$  の場合、全球平均 OLR と全球平均 SSR が一致し、平衡状態になる
- $S = 1800 W/m^2$  の場合、全球平均 SSR  $450 W/m^2$  と全球平均 OLR との差が広がり続け、平衡状態にならない
  - OLR は減少し続け、表面温度は増加し続ける
- $S > 1600 W/m^2$  では平衡状態にならない



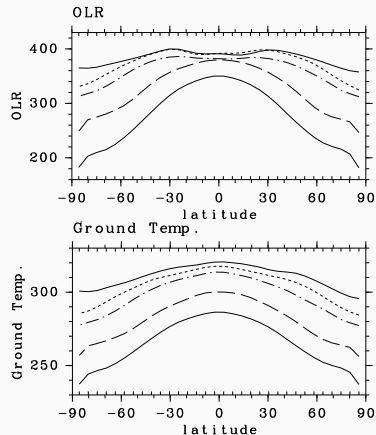
Ishiwatari *et al.* (2002) Fig. 3

1000 日での SSR と OLR の関係  
(S1600 では 2000 日)

□ では熱的平衡、× 印では熱的暴走

## 熱的暴走の発生

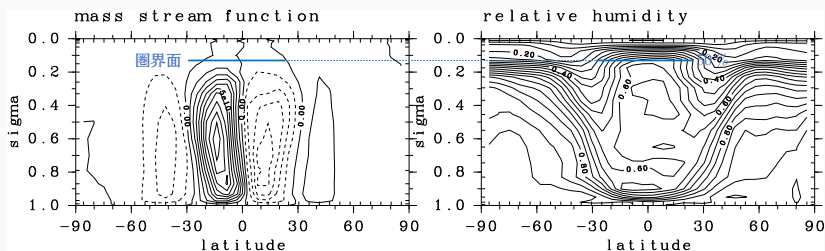
- 赤道付近の OLR は約  $390 \text{ W/m}^2$  で頭打ち
- 中高緯度の OLR は太陽定数の増加に伴って  $400 \text{ W/m}^2$  に漸近
- 東西平均温度も OLR と同様に平坦化の傾向
- 以上から熱的平衡状態が得られる太陽定数の上限は概ね  $1600 \text{ W/m}^2$
- これらが Nakajima *et al.* (1992) で指摘された放射上限に対応するものかを考察する



Ishiwatari *et al.* (2002) Fig. 4

平衡状態における OLR と東西平均値表面温度  
実験 S1570, S1550, S1500, S1380, S1200 の結果

# 1 次元系との比較

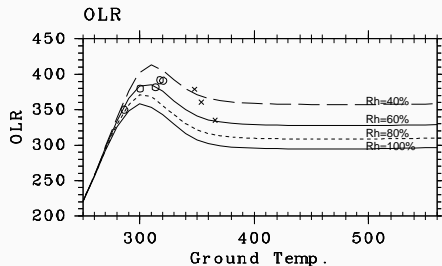


Ishiwatari *et al.* (2002) Fig. 9 実験 S1570 の子午面構造  
質量流線関数と相対湿度

- Komabayashi–Ingersoll limit との対応
  - 実験 S1570 では、圏界面の相対湿度は 50 % 程度
  - この場合の Komabayashi–Ingersoll limit を計算すると約  $450 \text{ W/m}^2$  になる
  - 得られた上限値より大きい
- Nakajima *et al.* (1992) が得た放射上限との対応
  - 実験 S1570 での赤道域対流圏相対湿度は 60 % 程度
  - 大気の相対湿度を 60 % に固定して、1 次元放射対流平衡モデルで放射上限を計算すると、 $385 \text{ W/m}^2$
  - 得られた漸近値に近い

# 1 次元系との比較

- 1次元系で相対湿度を変化させて放射上限を求めている
- その結果は、3次元計算と若干のずれはあるものの、対応を示しているように見える
- 前頁の結果からも、3次元計算で得られた漸近値は、Nakajima *et al.* (1992) が得た放射上限に対応していると言える



Ishiwatari *et al.* Fig. 7

曲線: 相対湿度  $R_h$  を変化させた時の1次元放射対流平衡計算の結果

Nakajima *et al.* (1992) は  $R_h = 100\%$

○×印: 3次元計算での赤道東西平均のOLRと地表面温度の関係

- Nakajima *et al.* (1992) の枠組みを拡張して 3 次元系で数値計算を行った
  - 3 次元計算でも放射上限が現れる
  - 大気が射出できる OLR の上限はおよそ  $400 \text{ W/m}^2$  (太陽定数にして  $1600 \text{ W/m}^2$ )
  - 赤道付近での OLR の上限は約  $390 \text{ W/m}^2$
  - この上限は Nakajima *et al.* (1992) で示された対流圏の構造によって与えられる放射上限に対応する
  - この上限を超えたフラックスが入射すると、大気は熱的に暴走する

- 前述の通り、Ishiwatari *et al.* (2002) で用いたモデルにはバグが含まれている
  - バグによって計算結果が変わっていそう
  - 修士研究ではモデルのバグを修正した計算を行う予定