

# 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

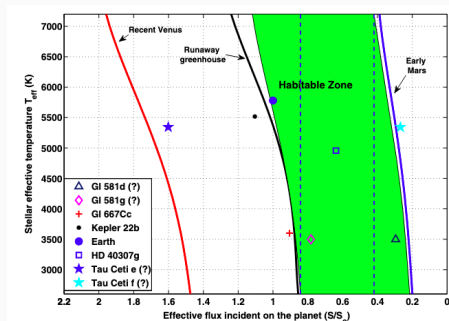
---

人見祥磨

August 11, 2021

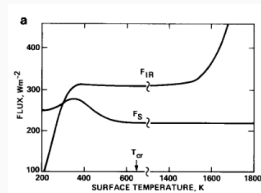
北海道大学大学院理学院 地球流体力学研究室 M2

- 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。

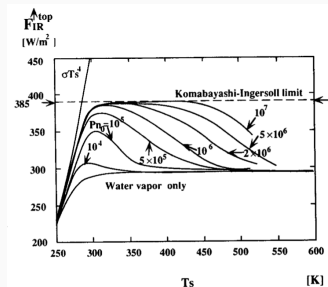
- HZ の内側境界を決定する重要な事象として、暴走温室状態が議論されている
- 1990 年以前に、以下のような暴走温室状態の研究があった
  - 温度の上昇と水蒸気量の増加には正のフィードバックがあり、海洋が完全に蒸発することが考えられる (Plass, 1961; Gold, 1964)
  - 灰色成層圏モデルでは惑星大気上端での外向き赤外放射 (outgoing longwave radiation: OLR) には上限がある (Komabayashi, 1967, 1968; Ingersoll, 1969)
  - 灰色大気で、対流圏まで考慮したモデルでも放射上限があらわれる (Kasting, 1988; Abe and Matsui, 1988)
- それぞれの研究の結果の対応が明確ではなかった
- 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



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

- Nakajima *et al.* (1992) は 1 次元放射対流平衡モデルを用いて計算を行った
  - 乾燥空気と灰色の水蒸気の 2 成分からなる大気
  - 乾燥空気と水蒸気の分子量は同じ
  - 対流圏は飽和
  - 成層圏は放射平衡
- OLR に 3 種類の上限があると示した
  - 乾燥空気の量が大きくなるとあらわれる上限 (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	湿潤擬断熱減率
放射過程	散乱なし、灰色
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  $p_{n0}$  を変化した時の地表面温度と OLR の関係

- 3次元系でも射出限界が現れるか、現れるならばどうやって決まるのかを確認するのが目的
- Nakajima *et al.* (1992) の枠組みを踏まえ GCM 計算を行う
  - 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
  - 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

AGCM5 を使用した。基礎方程式は以下の 3 次元球殻上のプリミティヴ方程式。

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

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

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

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

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

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

$(\lambda, \varphi)$ : 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;

# モデルに含まれる物理過程

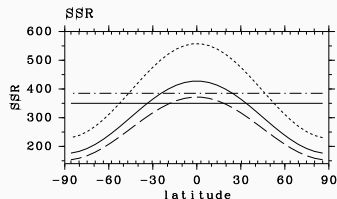
- 大気成分
  - 大気は凝結性成分（水蒸気）と非凝結性成分（乾燥空気）からなる
  - 両成分とも分子量が同じであるとする
- 物理過程
  - 以下の物理過程を含む
    - 積雲過程
      - 湿潤対流調節スキーム (Manabe *et al.*, 1965)
        - 上下2層で湿潤不安定が起きている場合に適用
        - 気温減率が湿潤断熱減率を超える場合
        - 飽和か過飽和になっている場合
        - 気温減率を湿潤断熱減率に変更する
    - 凝結過程
    - 放射過程 (Nakajima *et al.*, 1992)
      - 水蒸気のみが長波放射を吸収し、灰色であるとする
    - 鉛直混合 (Yamada and Mellor, 1974)
    - 地表面フラックス (Louis, 1979)
    - 強い人工散逸
      - 試算をしたところ、内部重力波が増幅し、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

# モデル設定

- 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)
- 分解能
  - 水平方向はスペクトル法で計算
    - 水平分解能は三角形切断の T21 に対応した  $32 \times 64$
  - 鉛直方向は差分法で計算
    - 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  $1/4$

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

モデルの変数	
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	$L = 2.4253 \times 10^6 \text{ J/kg}$
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

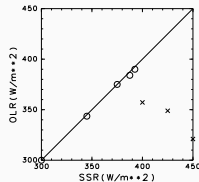


Ishiwatari *et al.* (2002) Fig. 1; モデルに与える SSR の緯度分布と Komabayashi–Ingersoll limit, 及び Nakajima *et al.* (1992) で得られた放射上限 (W/m<sup>2</sup>)



AGCM5 にバグがあったため、以下に示す結果のうち、大気の状態については注意して見ていただきたい。

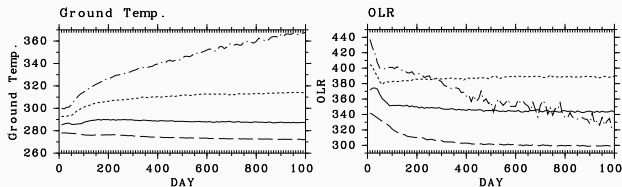
## ● 太陽定数を変化させて実験を行った



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



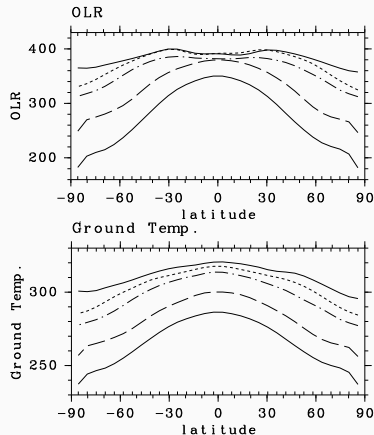
Ishiwatari *et al.* (2002) Fig. 2

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

- $S > 1600 \text{ W/m}^2$  では平衡状態にならない
  - $S \leq 1570 \text{ W/m}^2$  の場合、平衡状態になる
  - $S = 1800 \text{ W/m}^2$  の場合、熱的暴走する
    - OLR は減少し続け、表面温度は増加し続ける

# OLR の子午面構造

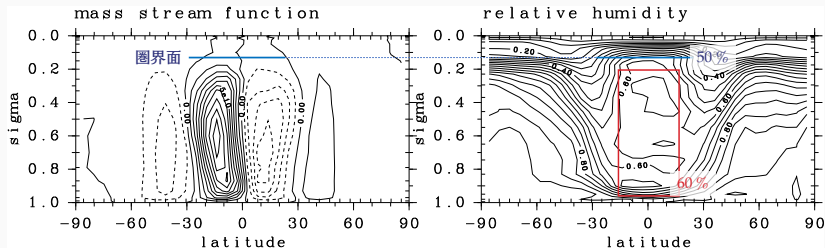
- 赤道付近の OLR は約  $390 \text{ W/m}^2$  で頭打ち
- 中高緯度の OLR は太陽定数の増加に伴って  $400 \text{ W/m}^2$  に漸近
  - 上限のようなものが現れる
- 東西平均温度も OLR と同様に平坦化の傾向
  - 1 次元的な場になる
- これらが鉛直 1 次元モデルのどの上限に対応するか考察する



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

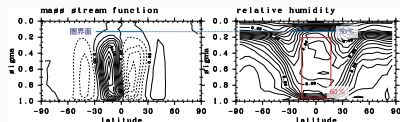
# 1 次元系との比較—Komabayashi–Ingersoll Limit



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

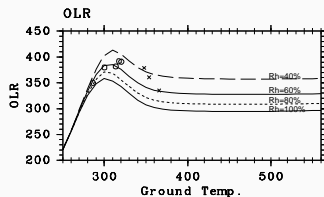
- 実験 S1570 では、圈界面の相対湿度は 50 % 程度（青線）
- この場合の Komabayashi–Ingersoll limit を計算すると約  $450 \text{ W/m}^2$  になる
- 得られた上限値より大きい
- Komabayashi–Ingersoll Limit とは対応していないと考えられる

# 1 次元系との比較—対流圏の構造による上限



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



Ishiwatari *et al.* Fig. 7

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

○×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) 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 (赤線)
  - 大気相対湿度を 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 次元系で相対湿度を変化させて放射上限を求めてみる
  - 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

- 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

- 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
  - 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