

地球型惑星の射出限界の考察に向けて

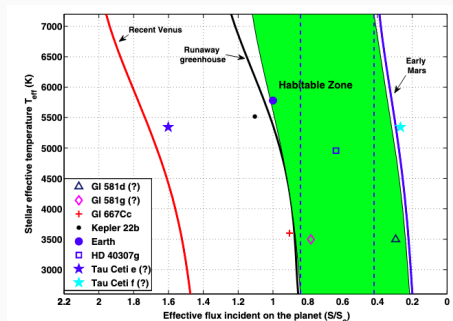
Ishiwatari *et al.* (2002) のレビュー

人見祥磨

August 12, 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する条件は、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
- 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
- ここでは HZ の内側の比較的高温な領域で起こる現象に着目する



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

- HZ の内側境界を決定する重要な概念として、暴走温室状態がある
- 1990 年以前に次のような暴走温室状態の研究があった
 - Plasse (1961), Gold (1964)

思考実験

結果 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

- Komabayashi (1967, 1968), Ingersoll (1969)

モデル 灰色成層圏モデル

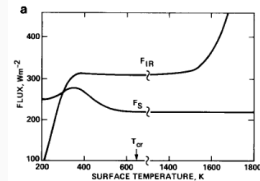
結果 大気上端での外向き赤外放射 (outgoing longwave radiation: OLR) には上限がある (Komabayashi–Ingersoll Limit)

- Kasting (1988), Abe and Matsui (1988)

モデル 鉛直 1 次元放射対流平衡モデル (非灰色)

結果 OLR には漸近値がある

- Komabayashi–Ingersoll Limit と Kasting, Abe and Matsui の漸近値の対応が明確ではなかった
- 暴走温室状態や OLR の上限について、Nakajima *et al.* (1992) が整理を行った



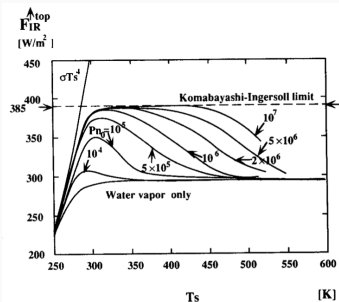
対流圏モデルでの OLR (F_{IR}) と
地表面温度の関係
(Kasting, 1988; Fig. 7a)

モデル 鉛直 1 次元放射対流平衡モデル

Nakajima et al. (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
大気成分	2 成分 (水蒸気、乾燥空気)、理想気体、分子量同じ
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	$\kappa_H = 0$

結果

- OLR には、水蒸気の乾燥空気に対する割合に応じて、3 種類の上限がある
- 水蒸気の割合が少ないときの上限 (Komabayashi-Ingersoll Limit)
- 水蒸気の割合が多くないときの上限 (対流圏の構造による上限)
- 水蒸気のみの大気の上限 (Kasting や Abe and Matsui の漸近値に対応)



地表面での乾燥空気の分圧 p_{n0} を変えた時の
地表面温度と OLR の関係
(Nakajima et al., 1992; Fig. 6)

目的

- 3次元系でも射出限界が現れるか確認するのが目的
 - 1次元モデルの射出限界は3次元ではあらわれない可能性がある
 - 3次元系では、循環の効果を考える必要がある
 - 太陽定数が大きくなると循環は強まる
 - 循環が強くなると、ハドレー循環下降域である亜熱帯で乾燥化が進む可能性がある
 - 亜熱帯で乾燥化が進むと、大気が光学的に薄くなり、そこから暴走しないように射出される可能性がある
- 射出限界があらわれるならば暴走温室状態になるが、暴走温室状態ではどのようなことが起こるか

行ったこと

- Nakajima *et al.* (1992) の枠組みを踏まえ GCM 計算を行う
 - 地球的な大規模循環ができるような計算を行う
 - 地球を模した入射するエネルギーフラックス (surface shortwave radiation: SSR) の緯度分布を与える
 - 平衡解が存在しない場合の振る舞いを検討できる
 - 時間発展計算を行う

- 利用したモデル
 - AGCM5
- 基礎方程式
 - 以下の3次元球殻上プリミティヴ方程式

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

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

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

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

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

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

(λ, φ) : 緯度経度; σ : 高度 (σ 座標); u, v : 水平風; $\dot{\sigma}$: σ 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;

- 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
 - 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
 - 気温減率を湿潤断熱減率に変更する
 - 大規模凝結過程
 - 放射過程 (Nakajima *et al.*, 1992)
 - 水蒸気のみが長波放射を吸収し、吸収係数は一定である
 - 鉛直混合 (Yamada and Mellor, 1974)
 - 地表面フラックス (Louis, 1979)
 - 強い人工散逸
 - レイリー散逸、ニュートン冷却、鉛直フィルターを導入した
 - 導入した理由は、計算不安定を発生させないため
 - 試算では内部重力波が増幅し、計算不安定が起きた
 - 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

実験設定

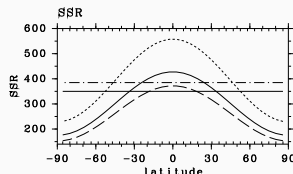
- 地表面で熱バランスが成り立ち、湿り度は 1 とする (すべて海で覆われている)
- 分解能
 - 水平方向はスペクトル法で計算
 - 水平分解能は三角形切断の T21 に対応した 32×64
 - 鉛直方向は差分法で計算
 - 層数は 32
- 太陽定数 S を変化させて実験を行った
 - 実験した太陽定数は表の 8 つ。実験名の S の後ろが太陽定数
 - 実験 S1380 が現在の地球に相当

実験名	S1200	S1380	S1500	S1550
SSR(W/m ²)	300.0	345.0	375.0	387.5

実験名	S1570	S1600	S1700	S1800
SSR(W/m ²)	392.5	400.0	425.0	450.0

- 初期条件
 - 静止、等温 (280 K)、比湿一様 (10^{-3})

	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



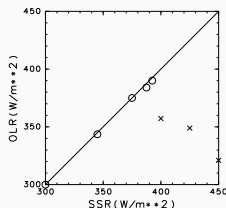
モデルに与える SSR 緯度分布と

Komabayashi-Ingersoll limit,
及び Nakajima *et al.* (1992) で得られた放射上限 (W/m²)
(Ishiwatari *et al.*, 2002; Fig. 1)

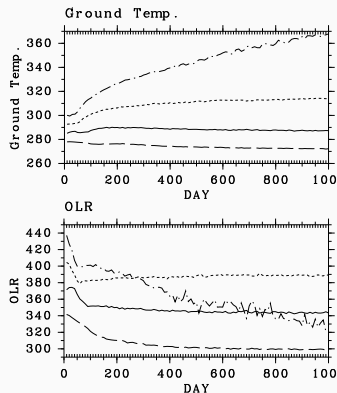
熱的暴走状態の発生

Ishiwatari *et al.* (2002) にバグがあったため、後に示す大気の循環構造については注意して見ていただきたい。

- いくつかの実験での全球平均の地表面温度と OLR の時間変化 (右 2 図)
 - $S \leq 1570 \text{ W/m}^2$ 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
- 全ての実験結果での SSR, OLR の関係 (下図)
 - $S > 1600 \text{ W/m}^2$ では平衡状態にならない



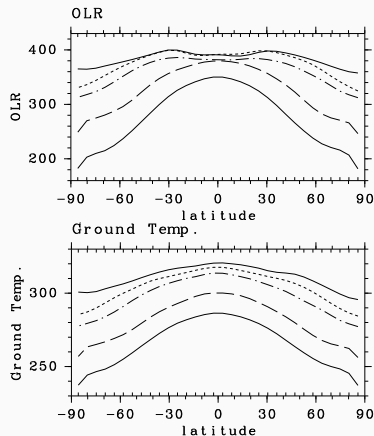
全ての実験での SSR, OLR の関係; □ では熱的平衡、× 印では熱的暴走
積分時間は 1000 日 (S1600 のみ 2000 日) (Ishiwatari *et al.*, 2002; Fig. 3)



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

OLR と表面温度の南北分布

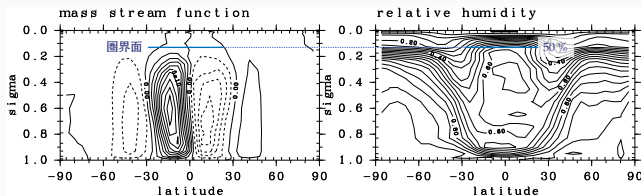
- 赤道付近の OLR は約 390 W/m^2 で頭打ち
- 中高緯度の OLR は太陽定数の増加に伴って 400 W/m^2 に漸近
 - 上限のようなものが現れる
 - 3次元モデルでの上限値は 400 W/m^2 に見える
- 東西平均地表面温度も OLR と同様に平坦化の傾向
 - 地表面温度の南北差が減る
 - 1次元的に扱えるかもしれない
- GCM で得られたこの上限値が1次元モデルの上限と対応するか考察する



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

- Komabayashi–Ingersoll Limit (385 W/m^2) は圏界面が飽和している時の上限
 - 3次元系と比較するためには、圏界面の相対湿度 R_h を調べる必要がある
- 実験 S1570 では、圏界面の R_h は 50 % 程度（青線）

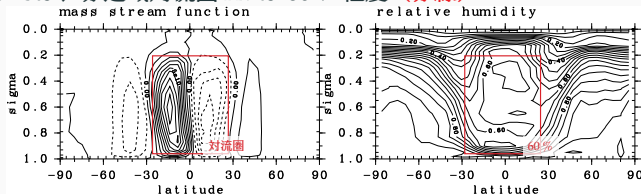


実験 S1570 の子午面構造; 質量流線関数と R_h (Ishiwatari *et al.*, 2002; Fig. 9)

- $R_h = 50\%$ の Komabayashi–Ingersoll limit を計算すると約 450 W/m^2 になり、GCM で得た上限より大きい
 - R_h に応じて圏界面の光学的深さを浅くして求める
- GCM で得られた上限と Komabayashi–Ingersoll Limit とは対応していないと考えられる

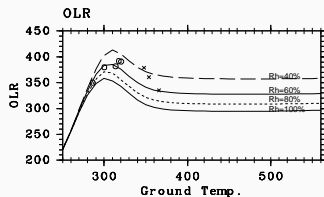
1 次元系との比較—対流圏の構造による上限

- Nakajima *et al.* (1992) が得た上限 (350 W/m^2) は対流圏が飽和しているときの上限
 - 3次元系と比較するためには、圏界面の R_h を調べる必要がある
- 実験 S1570 では、赤道域対流圏 R_h は 60 % 程度 (赤線)



実験 S1570 の子午面構造; 質量流線関数と R_h (Ishiwatari *et al.*, 2002; Fig. 9)

- 大気の R_h 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 W/m^2 になり、GCM で得た上限に近い
- GCM で得られた上限値と Nakajima *et al.* (1992) が得た上限はに対応しているといえる

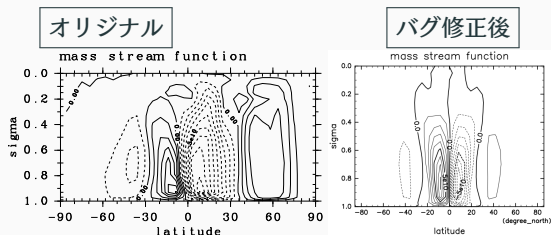


曲線: R_h を変化した時の 1 次元放射対流平衡計算の結果
○×印: 3次元計算での赤道東西平均の OLR と 地表面温度の関係
(Ishiwatari *et al.*, 2002; Fig. 7)

- 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
 - 暴走温室状態になる程度にしか亜熱帯は乾燥しない
 - 大気が射出できる OLR の上限はおよそ 400 W/m^2 (太陽定数にして 1600 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
 - 熱的に暴走すると、OLR は減り、SSR と OLR の差が拡大する

Ishiwatari et al. (2002) に含まれるバグ

- Ishiwatari *et al.* (2002) 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
 - 長期間（数万日）の積分が実行できない
 - バグによって計算結果が変わっていきそう



Ishiwatari *et al.* (2021) で行われた、バグを修正すると計算結果がどれだけ変わるかを示す図（質量流線関数の図）

- 修士研究ではモデルのバグを修正した計算を行う予定
- バグを修正し、大気の循環構造に関して再検討をする
 - OLR は本当に一様化するのか
 - Ishiwatari *et al.* (2002) では、暴走が起きないほど亜熱帯の乾燥が進まないのは、潜熱輸送が効いているとしているが、それは正しいのか