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

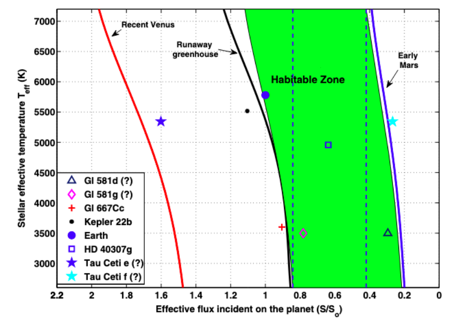
人見祥磨

August 11, 2021

北海道大学大学院理学院 地球流体力学研究室 M2

背景

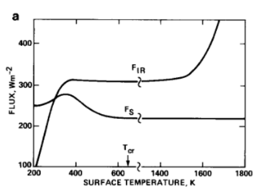
- 系外惑星に生命が存在するためには、惑星表面に液体の水があることが重要だと考えられる (Kopparapu *et al.*, 2013)
- 惑星表面に液体の水が存在しうる領域は、ハビタブルゾーン (HZ) と呼ばれる
- 惑星表面に液体の水が存在する条件の一つは、惑星の表面温度が水の融点から沸点の間にあることである
- HZ の内側の、比較的高温な領域で起こる現象を考察する



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。

暴走温室状態

- 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た (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 OLR に上限がある (Kasting, 1988; Abe and Matsui, 1988)



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

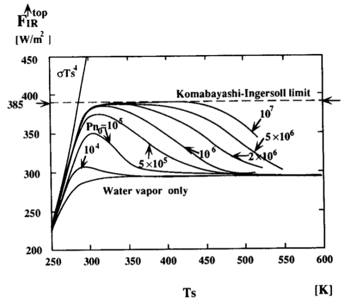
- それぞれの研究の結果の対応が明確ではなかった
- 暴走温室状態や射出限界について、Nakajima *et al.* (1992) が整理を行った

Nakajima et al. (1992) のレビュー

- 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
- 利用したモデル

	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	$\kappa_v = 0.01\,\mathrm{m}^2/\mathrm{kg}$
乾燥空気の吸収係数	$\kappa_n = 0$

- 結果
  - OLR には 3 種類の上限がある
  - 乾燥空気の量が大きくなるとあらわれる上限 (Komabayashi–Ingersoll Limit)
  - 乾燥空気がある程度あるときにあらわれる上限（対流圏の構造による上限）
  - 乾燥空気が存在しないときにあらわれる上限（Kasting や Abe and Matsui の上限に対応）



Nakajima *et al.* (1992) Fig. 6; 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

Ishiwatari et al. (2002) の目的

- 1 次元モデルの放射上限は 3 次元ではあらわれない可能性がある
  - 亜熱帯で乾燥化が進み、大気が光学的に薄くなりそこから放射できる可能性がある
- 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
    - 循環構造を再現した
  - 時間発展計算を行う
    - 平衡解が存在しない場合の振る舞いを検討できる

モデル

- 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

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

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

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

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

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

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

(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;

大気成分と物理過程

- 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、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
      - 試計算をしたところ、内部重力波が増幅し、計算不安定が起きたので導入した
      - 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

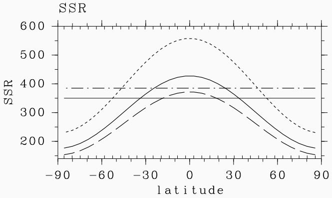
実験設定

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

実験を行った太陽定数

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

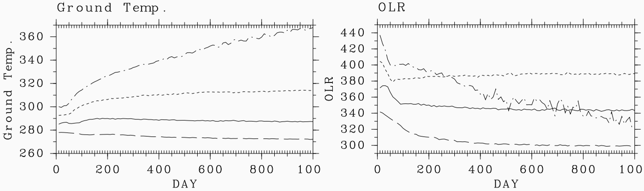
	モデルの変数
気体定数	$R = 8.314\,\mathrm{J/kg/K}$
重力加速度	$g = 9.8\,\mathrm{m/s^2}$
非凝縮成分の分子量	$m_n = 18 \times 10^{-3}$ kg/mol
凝縮成分の分子量	$m_v = 18 \times 10^{-3}$ kg/mol
凝縮成分の定圧モル比熱	$c_{pv} = 3.5R$
非凝縮成分の定圧モル比熱	$c_{pn} = 3.5R$
凝縮成分の潜熱	$L = 2.4253 \times 10^6$ J/kg
地表面での非凝縮成分の量	$p_{n0} = 10^5$ Pa
凝縮成分の吸収係数	$\kappa_v = 0.01\,\mathrm{m^2/kg}$
非凝縮成分の吸収係数	$\kappa_n = 0\,\mathrm{m^2/kg}$
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^2)

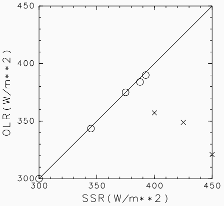
AGCM5 にバグがあったため、あとに出す大気の循環構造については注意して見ていただきたい。

- いくつかの実験で、全球平均の地表面温度と OLR の時間変化を見る



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

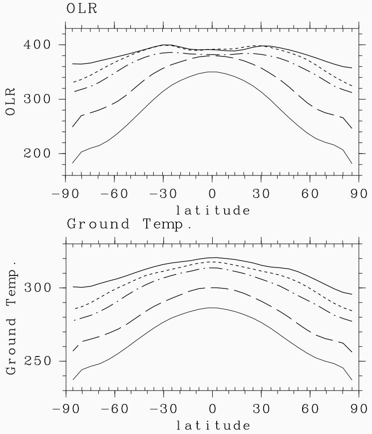
- $S \leq 1570\,\mathrm{W/m^2}$ の場合、平衡状態になる
- $S = 1800\,\mathrm{W/m^2}$ の場合、熱的暴走する
  - OLR は減少し続け、表面温度は増加し続ける
- $S > 1600\,\mathrm{W/m^2}$ では平衡状態にならない



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

OLR と表面温度の南北分布

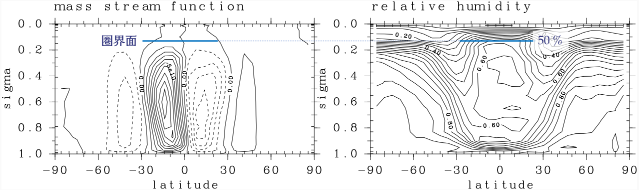
- 赤道付近の OLR は約 390 W/m^2 で頭打ち
- 中高緯度の OLR は太陽定数の増加に伴って 400 W/m^2 に漸近
  - 上限のようなものが現れる
- 東西平均温度も OLR と同様に平坦化の傾向
  - 温度差が減る
  - 1 次元的に扱えるかもしれない
- 3 次元モデルでの上限値は 400 W/m^2 弱といえる
- これらが鉛直 1 次元モデルのどの上限に対応するか考察する



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

- Komabayashi–Ingersoll Limit (385 W/m^2) は圏界面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、圏界面の相対湿度を調べる必要がある
- 実験 S1570 では、圏界面の相対湿度は 50 % 程度（青線）

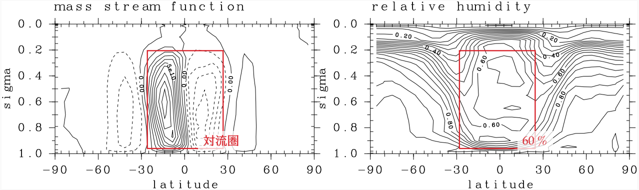


Ishiwatari *et al.* (2002) Fig. 9　実験 S1570 の子午面構造
質量流線関数と相対湿度

- 相対湿度 50 % での Komabayashi–Ingersoll limit を計算すると約 450 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

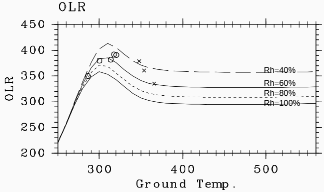
1 次元系との比較—対流圏の構造による上限

- 実験 S1570 では、赤道域対流圏相対湿度は 60 % 程度（赤線）



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

- 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 $\mathrm{W/m^2}$
- 得られた上限値に近い
- Nakajima *et al.* (1992) が得た上限に対応しているといえる



Ishiwatari *et al.* Fig. 7
曲線: 相対湿度 *Rh* を変化させた時の
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) の結論

- 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
    - 亜熱帯の乾燥が進んでも暴走は起こる
  - 大気が射出できる OLR の上限はおよそ 400 $\mathrm{W/m^2}$（太陽定数にして 1600 $\mathrm{W/m^2}$）
  - 赤道付近での OLR の上限は約 390 $\mathrm{W/m^2}$
  - 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

Ishiwatari et al. (2002) に含まれるバグ

- 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

今後の展望

- 修士研究ではモデルのバグを修正した計算を行う予定