

# 同期回転惑星大気における循環構造

石渡正樹 (北大・理), 中島 健介 (九大・理), 森川 靖大 (北大・理),  
高橋 芳幸 (神戸大・理), 小高 正嗣 (北大・理), 倉本 圭 (北大・理), 林 祥介 (神戸大・理)

## 1 はじめに

中心星の近傍に存在する系外惑星は、強い潮汐力により同期回転をしていると考えられる。同期回転惑星では、半球が常に中心星からの入射放射を受け、反対半球には放射が入射しない。地球型の同期回転惑星において生命が存在する可能性を探る上で大気大循環モデル (GCM) を用いた数値計算は 1 つの有用な方法であると考えられる。同期回転惑星条件における GCM 計算は、既に Joshi et al. (1997) によってなされている。しかし、彼らは二酸化炭素を主成分とする乾燥大気のみを扱っており、水蒸気が入った湿潤大気を考慮してはいなかった。本研究では、湿潤大気についての GCM 計算を行い、同期回転惑星と地球の気候状態の違いを検討する。

## 2 数値モデルと計算設定

用いる GCM は静水圧を仮定した 3 次元プリミティブモデル、地球流体電脳倶楽部 dcpam5 (森川他, 2008) である。このモデルは Ishiwatari et al. (2002), Ishiwatari et al. (2007) で用いられたものと基本的には同様のモデルである。大気は、水蒸気を想定した仮想的な凝結性成分と乾燥空気を想定した非凝結性成分から成る。比凝結性成分の気体量は全球平均表面気圧にして 1 気圧とする。水蒸気だけが長波放射を吸収、射出し、その吸収係数は波長によらない定数であるとする。乾燥空気は放射に対して透明であるとする。入射太陽放射は、図 1 に示すように、半球領域だけに与える。入射放射は全て地表面まで到達すると仮定し、地表面アルベドは 0 とする。地表面の比熱は 0

と仮定する。海洋による熱輸送は考慮しない。対流過程は湿潤対流調節スキーム (Manabe et al., 1965) を用いて評価する。凝結した水は系から直ちに取り除かれるとし、雲の形成は考えない。力学部分は水平方向には擬スペクトル法を用いて計算し、鉛直座標として  $\sigma$  座標を用い、鉛直方向には有限差分法を用いて差分化する。スペクトル計算における切断は、全波数 21 の三角形切断とする。鉛直層数は 16 層とする。太陽定数、重力加速度、惑星半径などは地球の値を用いる。自転角速度の値として、 $\Omega^* = 1, 2/3, 1/2, 1/4$  の 4 通りを用いる。ここで  $\Omega^*$  は地球の値で規格化した自転角速度である。いずれの場合においても、温度一様 (280K)、比湿一様 ( $10^{-3}$ ) の静止状態から計算を開始し、200 日の積分を実行した。

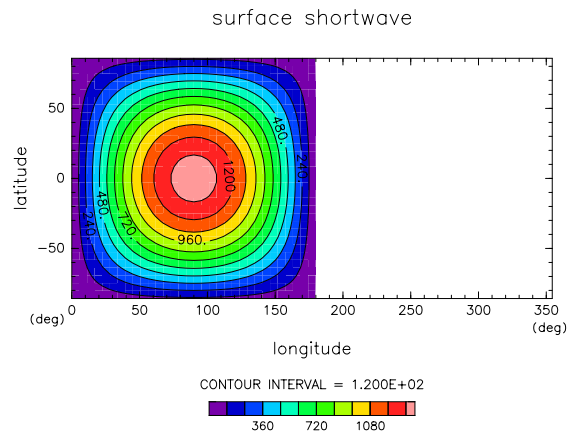


図 1: 入射太陽放射の水平分布. 単位は  $\text{W}/\text{m}^2$ .

### 3 計算結果

$\Omega^* = 1, 2/3, 1/2, 1/4$  の全ての場合において、地表面温度と惑星放射の全球平均値 (図は示さない) は、共に 100 日弱でほぼ一定値となり、系は統計的平衡状態に達したと考えられる。以下では、150 日から 200 日までの時間平均場を示す。

#### 3.1 $\Omega^* = 1$ の場合

図 2(a) に  $\Omega^* = 1$  の場合の地表面温度の水平分布を示す。経度 0 度から 180 度までの昼半球での地表面温度の平均値は 309 K、経度 180 度から 360 度までの夜半球での平均値は 259 K である。地表面温度の最大値は約 325K であり経度 110 度の赤道上に現れる。地表面温度の最小値は約 230K であり極域に現れる。

図 2(a) の赤道上の経度 180 度から夜半球の経度 270 度付近までの領域において昼半球から夜半球へ東方に伸びる高温域が存在する。これは赤道ケルビン波の伝搬に対応したものと考えられる。熱帯域の夜半球では、 $\sigma = 0.8 \sim 0.5$  の高度における気温の高温域と  $\sigma \sim 0.4$  の高度における西風領域が存在しており (図は示さない)、ともに赤道ケルビン波の構造に調和的である。昼半球西側の亜熱帯域にはロスビー波の存在が認められる。図 2(a) に見られる、夜半球のすぐ西側の亜熱帯域における高温領域はロスビー波の伝搬に対応したものであると考えられる。

一方、中高緯度域における昼半球・夜半球間の熱輸送には傾圧不安定擾乱が大きな役割を果たしていると考えられる。降水量分布 (図 3(a)) では、緯度 50 ~ 60 度の領域で昼半球から夜半球に北東方向に伸びる降水域が存在している。この降水は傾圧不安定擾乱によってもたらされたものである。この降水による凝結加熱が夜半球の中緯度大気にとっては、主要な加熱源となる。凝結による大気加熱、更に顕熱フラックスによる地表面へのエネルギー供給に対応して、表面温度 (図 2(a)) にも高温域があらわれている。

#### 3.2 $\Omega^* < 1$ の場合

図 2(b) から 図 2(d) に  $\Omega^* = 2/3, 1/2, 1/4$  の場合の表面温度分布を示す。どの場合でも、 $\Omega^* = 1$  と同様に、熱帯域の昼半球から東方向に伸びる高温領域が存在している。ただし、この高温領域の緯度幅は  $\Omega^*$  の値によって変化する。 $\Omega^*$  が減少するにしたがい、高温領域の緯度幅は増加する傾向を示している。この傾向は  $\Omega^*$  の減少にともなう赤道ケルビン波の緯度幅の変化と調和的である。鉛直成層構造の変化を無視すれば、 $\Omega = 1/4$  の場合の赤道変形半径は  $\Omega = 1$  の場合の  $\sqrt{4}$  倍、すなわち 2 倍となる。よって、 $\Omega^*$  が減少すれば赤道ケルビン波の緯度幅は増加することになる。

一方、 $\Omega^* = 1$  の場合に存在している緯度 50 ~ 60 度の領域における昼半球から夜半球に北東方向に伸びる高温域は、 $\Omega^*$  が小さくなるとともに目立たなくなっていく。これは、 $\Omega^*$  の減少に伴い夜半球の中高緯度における降水が弱くなり (図 3(b) から 図 3(d))、凝結加熱量が減少することを反映している。 $\Omega^*$  が減少すると傾圧不安定擾乱が弱くなり降水が減少するのだと考えられる。

$\Omega^* = 1/4$  の場合では、昼半球から夜半球側へ極を通過する循環が起こっている。対流圏下層の水平風分布では、両極上で昼半球から夜半球へ吹きこむ南北風が存在している (図は示さない)。鉛直流分布に関しては、昼半球の太陽直下点の東方 (経度 120 度付近) において上昇流の極大が存在し、夜半球全域にわたって下降流が存在する (図は示さない)。 $\Omega^*$  が小さい場合の同期回転惑星では、極域を通る直接循環が卓越すると考えられる。

### 4 まとめと議論

昼半球と夜半球が永続的に存在する同期回転惑星条件のもとで、大気大循環モデルによる数値計算を行った。自転角速度の値が地球と同じ場合には、赤道波と中緯度擾乱が昼半球と夜半球の間の東西熱輸送に対して大きな役割を果たしていることが示唆された。自転角速度の値が小さくなった場合には、昼半球から夜半球への直接循環による熱輸

送が支配的になる。

乾燥大気を扱った Joshi *et al.* (1997) の結果でも、赤道波を介した東西熱輸送が起こっているように見える。しかし、水蒸気を入れた場合では、水蒸気輸送および凝結加熱により夜半球の中緯度領域の温度がより大きく上昇する、という違いがあらわれる。昼半球の大部分では、地表面に吸収された短波放射量と蒸発フラックスがほぼつりあった状態が維持されており、大気中の水蒸気量が多い状態もたらされている。

以上の結果は、入射放射が全て地表面に到達するという仮定に強く依存していると考えられる。今後は、大気が厚く入射放射が大気中で吸収される場合における赤道波と中緯度擾乱の振る舞いを更に検討していく必要がある。

## 謝辞

作図は電脳 Ruby プロジェクト (<http://ruby.gfd-dennou.org/>) において開発されたソフトウェアを用いて行った。数値計算は、宇宙航空研究開発機構 宇宙科学研究本部 宇宙科学企画情報解析センターの NEC SX6 を用いて行った。

## 文献

Ishiwatari, M., Takehiro, S., Nakajima, K., Hayashi, Y.-Y., 2002: A numerical study on appearance of the runaway greenhouse state of a three-dimensional gray atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **59**, 3223–3238.

Ishiwatari, M., Nakajima, K., Takehiro, S., Hayashi, Y.-Y., 2007: Dependence of climate states of gray atmosphere on solar constant: From the runaway greenhouse to the snowball states. *J. Geophys. Res.*, **112**, D13120, doi:10.1029/2006JD007368.

Joshi, M. M., Haberle, R. M., Reynolds, R. T., 1997: Simulations of the atmospheres of synchronously rotating terrestrial planets orbiting M Dwarfs: Conditions for atmospheric collapse and the implications for habitability. *Icarus*, **129**, 450–465.

Manabe, S., Smagorinsky, J., and Strickler, R. F., 1965: Simulated climatology of a general circulation model with a hydrologic cycle. *Mon. Weather Rev.*, **93**, 769–798.

Nakajima, S., Hayashi, Y.-Y., and Abe, Y., 1992: A study on the "Runaway Greenhouse Effect" with a One-dimensional radiative-convective equilibrium model. *J. Atmos. Sci.*, **49**, 2256–2266.

森川靖大, 石渡正樹, 高橋芳幸, 土屋貴志, 山田由貴子, 小高正嗣, 堀之内武, 林祥介, DCPAM 開発グループ, 2008: 惑星大気モデル DCPAM, <http://www.gfd-dennou.org/library/dcpam/>, 地球流体電脳倶楽部.

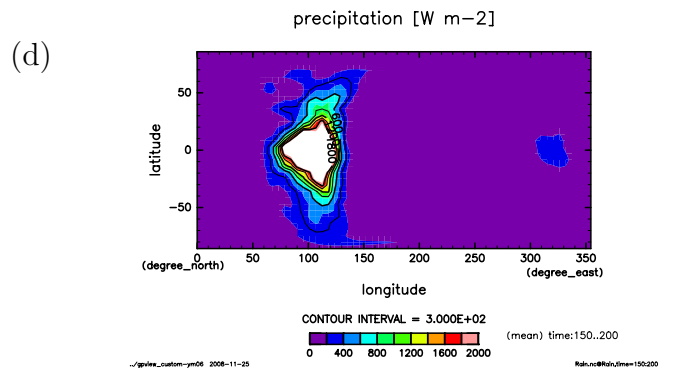
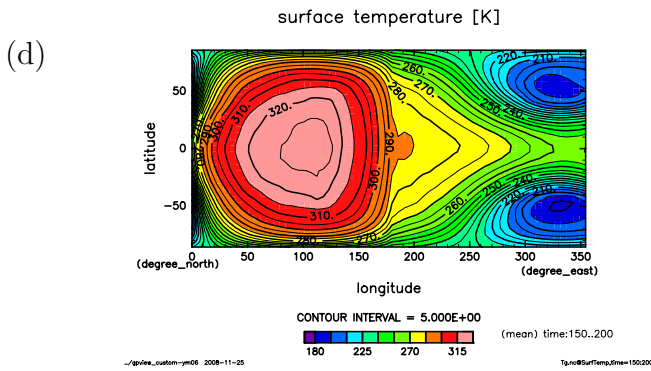
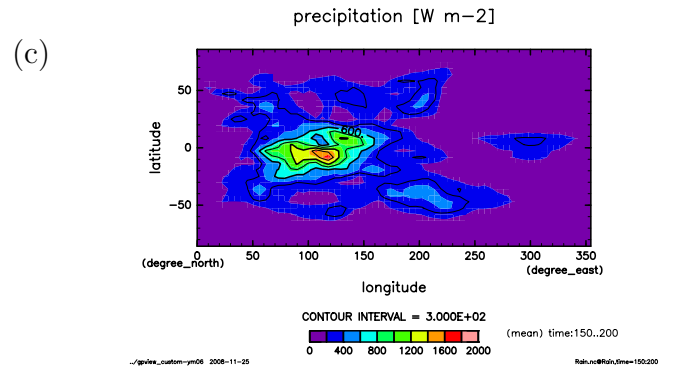
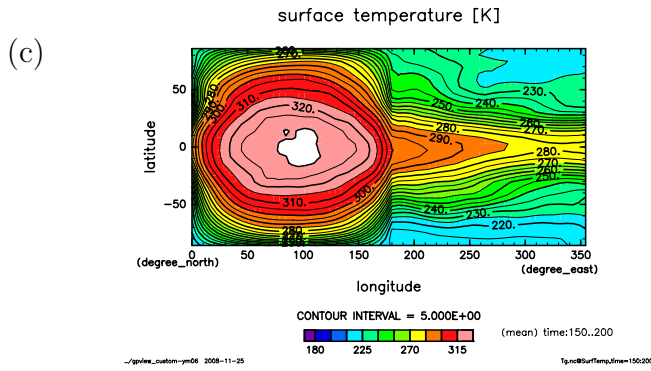
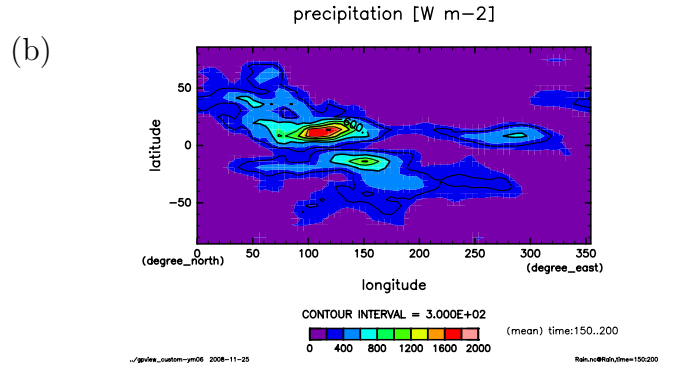
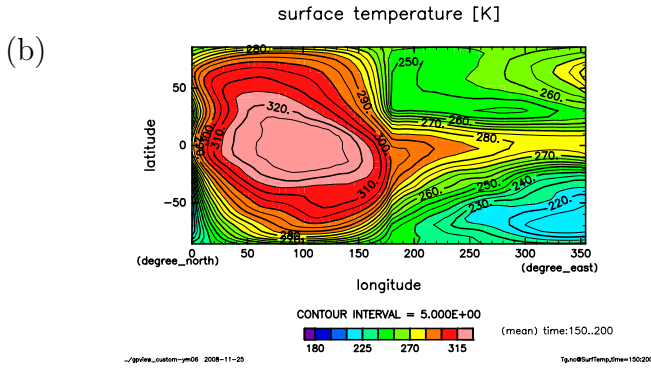
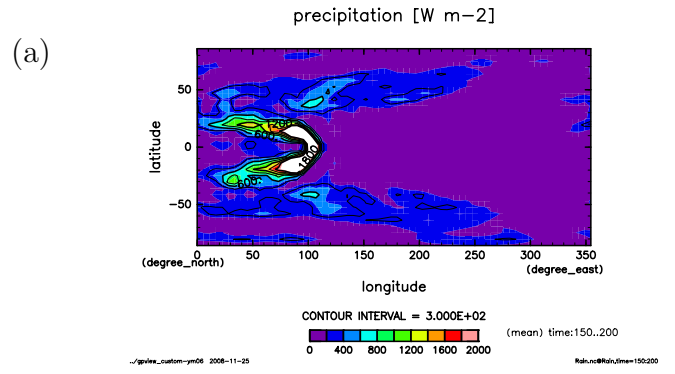
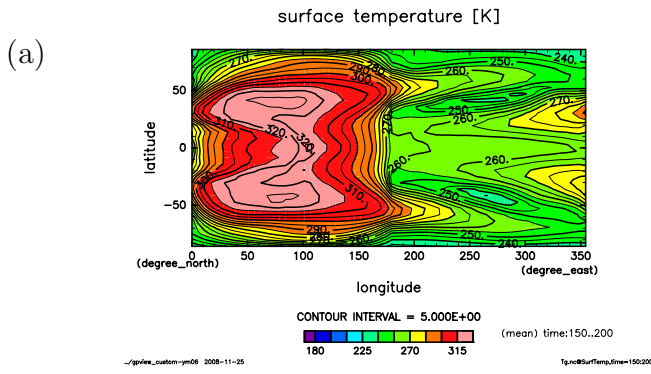


図 2: 表面温度の水平分布. (a)  $\Omega^* = 1$ , (b)  $\Omega^* = 2/3$ , (c)  $\Omega^* = 1/2$ , (d)  $\Omega^* = 1/4$ . 単位は K.

図 3: 凝結加熱率の水平分布. 単位は W/m<sup>2</sup>. 2000 W/m<sup>2</sup> 以上の領域には色付けをしていない.