

タイタン大気シミュレーションに見られる波動と赤道超回転生成

ウエザーニュース 墨 幹

Motoki Sumi

WeatherNews Inc.

京都大学数理解析研究所 竹広 真一

Shin-ichi Takehiro,

Research Institute for Mathematical Sciences, Kyoto University

神戸大学大学院理学研究科 大淵 済

Wataru Ohfuchi

Graduate School of Science, Kobe University

国立天文台 野村 英子

Hideko Nomura

National Astronomical Observatory

国立天文台 藤井 友香

Yuka Fujii

National Astronomical Observatory

1 はじめに

土星の衛星タイタンの成層圏は惑星本体の東向きの自転よりも速く回っている超回転状態にあることが観測により明らかにされている。タイタンに投入されたホイヘンス探査機によるドップラー観測では高度約 140 km から地上までの赤道付近におけるデータが得られた (Bird et al., 2005)。それによれば、地上付近の東風を除き、全ての高度で西風が観測された。高度 80 km 付近の無風領域 (zonal wind collapse region) を除いて、高度が上がるにつれて風速が大きくなり、高度 120 km 付近では風速 100 m/s にも及ぶ。また、Cassini Composite Infrared Spectrometer (Cassini/CIRS) で観測された大気的光辉度温度から高度 140 km より上空の全球規模で西風が存在することが判明している (Achterberg et al., 2008)。

赤道付近での超回転状態が維持されていることは惑星大気力学のひとつの大きな謎として古くから研究されてきている。入射太陽放射による赤道と極の間の差分加熱により引き起こされる子午面循環が、その上空での赤道から極方向の流れにより角運動量を極方向に輸送し、赤道周辺上空に東風を駆動する傾向にある。また、大気と惑星表面の間の摩擦は地表面付近で減速されることにより超回転をもたらす正の角運動量偏差を減少させるだろう。そのため、超回転状態を維持する何らかの加速メカニズムが必要であると考えられている。そのもっとも有力なものはギーラッシュメカニズムと呼ばれるものである。Gierasch (1975) は、水平粘性が他の過程に比べて効率的に働く軸対称大気において赤道と極の加熱差を与えたときの大気の振る舞いを考察し、超回転状態の解が存在することを示

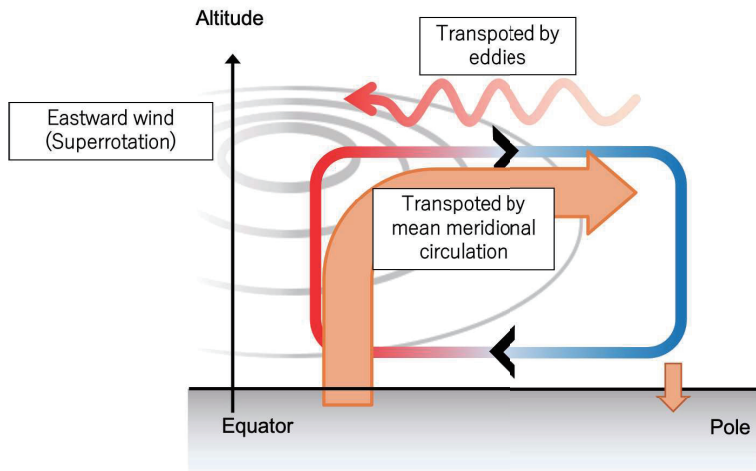


図 1: ギーラッシュメカニズムの模式図. 子午面循環により惑星表面から極域上空へ輸送された角運動量が水平 (渦) 粘性により赤道上空へ戻される. その結果, 東向き角運動量 (西風) が大気全体で支配的となる (Sumi et al., 2022).

した. 効率的な水平粘性が角速度を一様化するため, 水平方向の極から赤道への角運動量フラックスをもたらし, 赤道での西風が実現されている. 実際の大气でのこのような水平粘性は非現実的であり, その代わりに非軸対称的な波動が子午面循環と逆向きの角運動量フラックスを担うとき超回転が生成維持できると考えられている (図 1).

タイタン大気を総合的に理解することを目的として, 大気大循環モデルを用いた研究がいくつかなされてきており, 超回転状態の解を見出している (e.g. Newman et al., 2011; Lebonnois et al., 2012; Lora et al., 2015). しかしながらこれらの先行研究では, 表面地形, 季節変化やメタンの相変化などの複雑な要素と過程を取りこんで, 観測された大気構造を詳細に再現する方向で行われてきており, どのような要素が超回転状態の生成の鍵になっているかは明確でない. また, 高度 80 km 付近の無風領域を再現できている研究はまだない.

そこで本研究では, タイタンに存在する超回転の発生維持機構の解明及びそれに伴う大気大循環を理解することを目的として, 惑星大気大循環モデルによる数値実験を行う. 特に, われわれはタイタンの大気のもう一つの特徴であるヘイズ層に注目する. このヘイズは太陽放射の約 90% を吸収し, 大気上層の温度を増大させていることから大気循環への影響は大きいと考えられる. しかし, ヘイズが大気の状態, 特に超回転状態の生成維持にどのように影響を与えているかまだ明らかにされていない. このヘイズ層の存在による大気状態への効果を理解することはタイタンだけでなく地球型惑星の大気力学を理解する上で重要である.

2 モデル

用いた数値モデルは地球流体電脳倶楽部の有志が開発を行っているプリミティブ方程式系に基づいた惑星大気大循環モデル DCPAM (Takahashi et al., 2018) である. このモデルに, 大気ガスによる温室効果とヘイズによる太陽光の減衰をいくつかのパラメーターで表現した McKay et al. (1999) の灰色大気モデルを放射過程として導入した. 放射フラックスを入射太陽放射 (短波) および赤外放射 (長波) の 2 成分にわけ, それぞれの光学的厚さを圧力の冪関数として与えている. 入射太陽放射の一部がヘイズにより吸収され, 残りが吸収されず地表面に到達すると仮定し, 全放射に対するヘイズ吸収の割合のパラメーター γ を導入する. 短波放射伝達方程式は次のようになる.

$$F_S^+ = 0. \quad (1)$$

$$F_S^-(\tau_S) = \tilde{F}_{TOA} \gamma e^{-\tau_S} + \tilde{F}_{TOA} (1 - \gamma), \quad (2)$$

ここで F_S^+ , F_S^- はそれぞれ上向きおよび下向き短波放射フラックス, τ_S は短波に対する光学的厚さ, $\tilde{F}_{TOA} = (1 - A)(S/\pi) \cos \varphi$ は大気上端での入射太陽放射である. ここで $S = 14 \text{ Wm}^{-2}$ はタイタンの太陽定数, $A = 0.3$ は Bond Albedo, φ は緯度である. もう一つのパラメーターは長波放射の光学的厚さ τ_L への圧力 p への依存性の指数 n である.

$$\tau_L(p) = \tau_{\text{surf},L} \left(\frac{p}{p_{\text{surf}}} \right)^n. \quad (3)$$

ここで, $\tau_L(p)$ と p_{surf} は地表面での長波光学的厚さと圧力である. 放射平衡状態での温度鉛直分布を観測と比較することにより, タイタン大気を模するためのパラメーター値として $\gamma = 0.44$, $n = 1.4$ を選んだ (図 2). この基準実験パラメーターに対して, ヘイズ層の影響が最大となる場合と影響がない場合として $\gamma = 1$ と $\gamma = 0$, およびヘイズ層の高度が高い場合と低い場合として $n = 1.0$ と $n = 1.8$ を計算し, 結果を比較する.

放射場の構造の影響のみを純粋に議論するため, メタンの状態変化や季節変化は考慮していない. 実験は T10L55 (経度 $32 \times$ 緯度 $16 \times$ 鉛直層 55 格子点) の解像度で, 無風の放射平衡温度を初期条件として, 10 万地球日の時間積分を行った. 時間積分の長さはヘイズ層の影響がもっとも顕著な高度 10^3 Pa での放射緩和時間 (2000 地球日程度) より十分に長く, 惑星表面付近 (高度 10^5 Pa) での放射緩和時間 (200000 地球日程度) と同程度である.

3 結果

図 3 は 10 万地球日時間積分後の平均東西風の子午面分布を $n = 1.4$ の場合のさまざまな γ に対して示したものである. ヘイズ層により太陽光が吸収されている $\gamma = 0.44$ と 1 の場合には, 高度 10^4 Pa から 10^2 Pa にかけて 100 m/s の極大を持つ西風が生じている (図 3 上段中右). これに対して, ヘイズ層の太陽光吸収が起こっていない $\gamma = 0$ の場合には同じ高度帯にて強い西風が生じていない (図 3 上段左). したがって, この上空の強い西風はヘイズ層の太陽光吸収により引き起こされているものと考えられる. ここで, 強い西

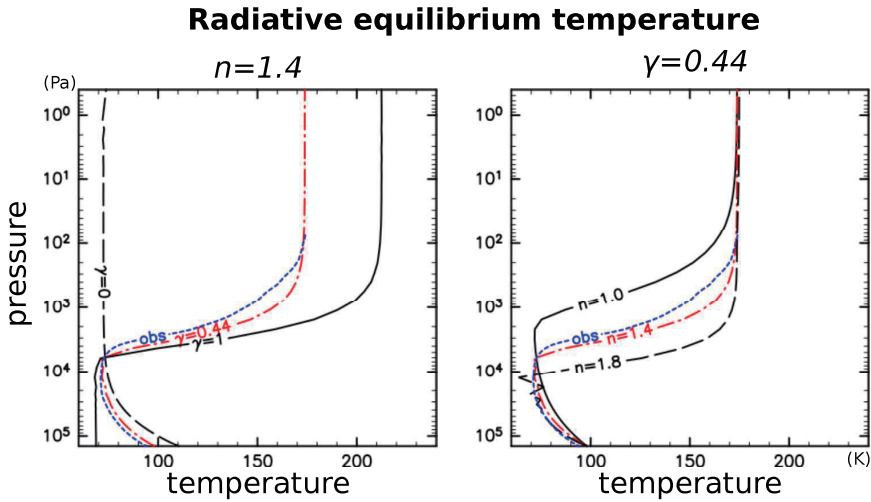


図 2: 異なる γ と n に対する赤道での放射平衡温度分布. 左図が異なる γ の値に対する分布の違い ($n = 1.4$), 右図が異なる n の値に対する分布の違い ($\gamma = 0.44$) を示している (Sumi et al., 2022).

風領域直下に弱い東風領域が存在していることに注意されたい. 一方で, 高度 10^4 Pa 以下 (すなわち気圧はそれ以上) の対流圏には, 太陽光が地上にまで達している $\gamma = 0$ と 0.44 の場合に 20 m/s 程度の極大の西風が生じているのに対して, 太陽光がヘイズ層ですべて吸収される $\gamma = 1$ の場合には顕著な平均東西風がみられない (図 3 下段).

図 4 はヘイズ層の高度が変化したときの平均東西風の子午面分布を $\gamma = 0.44$ の場合について示したものである. $n = 1.0$ から $n = 1.8$ と n が増加するにつれてヘイズ層による太陽放射の吸収高度が下がっていき (図 2), それに連れて強い西風領域の高度も下がってくる様子がみられる. 同じ加熱強度に対して, 高高度では密度が下がるために, 生成される西風がより強くなっている.

図 5 は $n = 1.4$ の場合のさまざまな γ に対して放射加熱と残差循環の質量流線関数の子午面分布を示している. $\gamma = 0.44$ と 1 の場合には高度 10^3 Pa を中心に赤道で加熱, 極域で冷却の放射強制分布となっており, 対応して半球 1 セルの子午面循環が生じている. $\gamma = 0$ と 0.44 の場合には地上付近に放射加熱冷却が生じており対応する子午面循環が引き起こされている.

図 6 左は相対角運動量の全球積分値の時間変化を示している. $\gamma = 1$ の場合には相対角運動量がほぼ 0 であり, 固体惑星との角運動量のやり取りがなく, 大気内部での角運動量の分配が生じていることがわかる. 一方で $\gamma = 0$ と 0.44 の場合には時間とともに角運動量が増加しており, 地上から正の角運動量が汲み上げられている. 10 万日時間積分後でもまだ増加傾向にあり, 統計的定常状態に達していないことがわかる.

図 6 右は 10 万日時間積分後の相対角運動量の水平積分の高度分布を示している. $\gamma = 1$ の場合には高度 10^3 Pa より上で正, 下で負の相対角運動量偏差が生じており, これらの総和がほぼ 0 となっていることが図 6 から見てとれる. したがって, 強い西風領域の角運動量は直下の大気層から汲み上げられて形成されたものであり, 結果として西風領域直下に

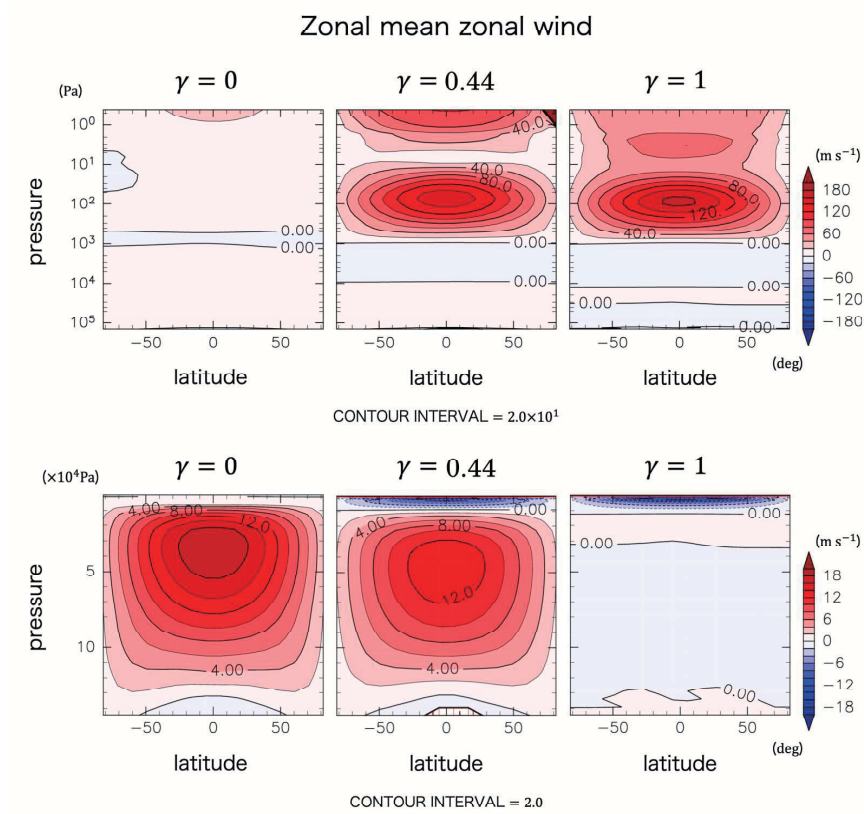


図 3: さまざまな γ に対する発達段階での平均帯状風分布. $n = 1.4$ の場合. 赤色と実線が西風, 青色と破線が東風を表している. 左から $\gamma = 0, 0.44, 1$ の場合を示している. 上段が大気層全体, 下段が大気下層の拡大図である (Sumi et al., 2022).

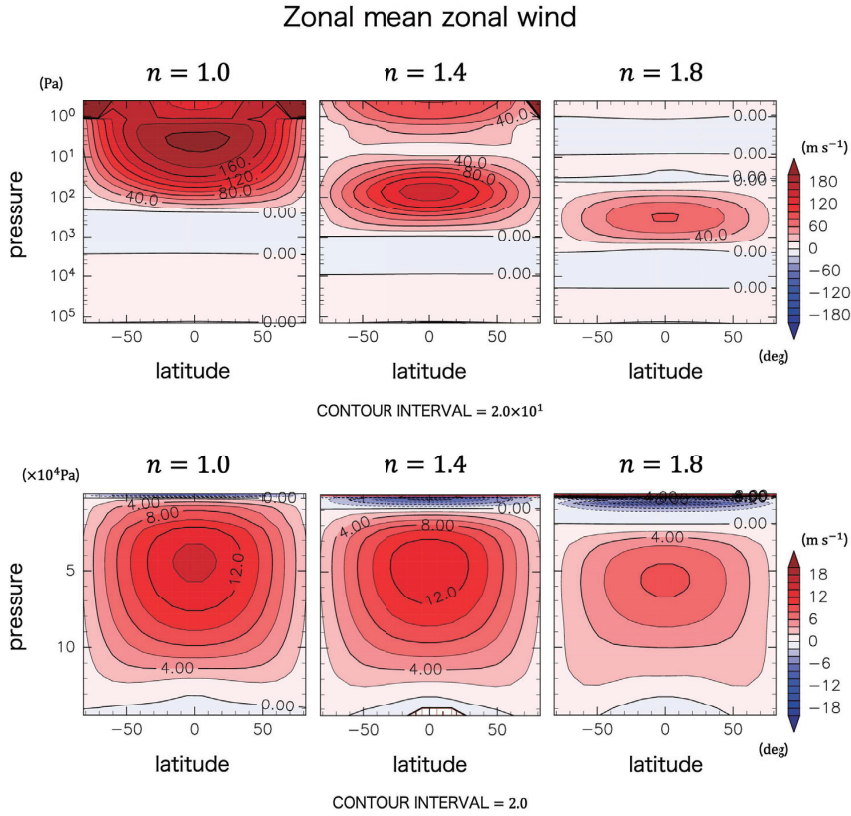


図 4: さまざまな n に対する発達段階での平均帯状風分布 ($\gamma = 0.44$). 赤色と実線が西風, 青色と破線が東風を表している. 左から $n = 1.0, 1.4, 1.8$ の場合を示している. 上段が大気層全体, 下段が大気下層の拡大図である (Sumi et al., 2022).

Radiative heating and meridional circulation

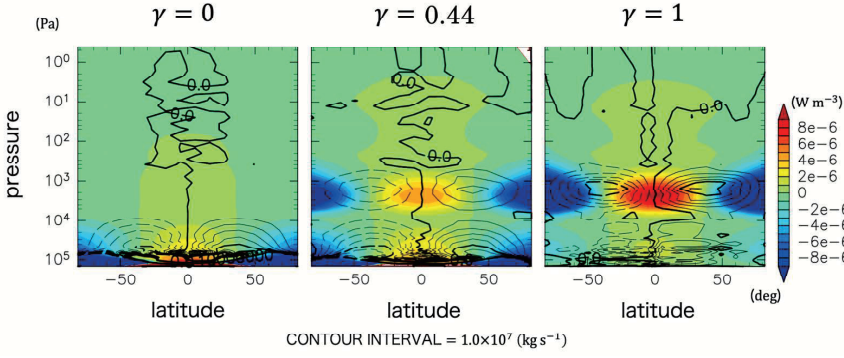


図 5: さまざまな γ に対する放射加熱率と残差循環の質量流線関数. $n = 1.4$ の場合. 等値線は質量流線関数であり, 実線が時計まわり, 破線が反時計まわりの循環を表している. 色は放射冷却加熱分布を示しており, 赤色と青色がそれぞれ加熱と冷却を表している. 左から順に $\gamma = 0, 0.44, 1$ の場合 (Sumi et al., 2022).

東風領域が形成されている. $\gamma = 0.44$ の場合には, $\gamma = 1$ に見られる上空の角運動量偏差に加えて, 高度 10^4 Pa 以下で大きな正の角運動量の蓄積がみられる. $\gamma = 0$ の場合には上空の角運動量偏差がみられず, 地上付近の正の角運動量の蓄積のみ生じている.

4 波動解析

帯状平均流の生成維持機構を平均子午面循環と波動の寄与に分離するために Transformed Eulerian Mean (TEM) 方程式系を用いた解析を行う. TEM 方程式の経度成分の式は次のように書かれる.

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = - \underbrace{\frac{\bar{v}^*}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\bar{u} \cos \varphi) - \bar{w}^* \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + f \bar{v}^* + \overline{\mathcal{F}_\lambda}}_{(1)} + \underbrace{\frac{1}{\rho_0 a \cos \varphi} \nabla \cdot \mathbf{F}}_{(2)} \quad (4)$$

ここで t は時間, φ は緯度, z は高度, $\overline{(\cdot)}$ は東西平均を表しており, $\bar{u}$ が東西平均帯状流, $(\bar{v}^*, \bar{w}^*)$ が平均残差子午面循環の緯度および鉛直成分, (u', v', w') が速度の経度, 緯度, 高度成分の東西平均からの偏差, $\bar{\theta}$ は東西平均温位, $f = 2\Omega \sin \varphi$ はコリオリパラメーター, $\overline{\mathcal{F}_\lambda}$ は数値安定性のための超粘性項である. $\mathbf{F}$ は Eliassen-Palm フラックスと呼ばれ, その緯度および鉛直成分 (F_φ, F_z) は次のように定義される.

$$F_\varphi = \rho_0 a \cos \varphi \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \frac{\overline{v' \theta'}}{\partial \varphi} - \overline{u' v'} \right), \quad (5)$$

$$F_z = \rho_0 a \cos \varphi \left(\left[f - \frac{\partial \bar{u} \cos \varphi}{a \cos \varphi} \right] \frac{\overline{v' \theta'}}{\partial z} - \overline{u' w'} \right), \quad (6)$$

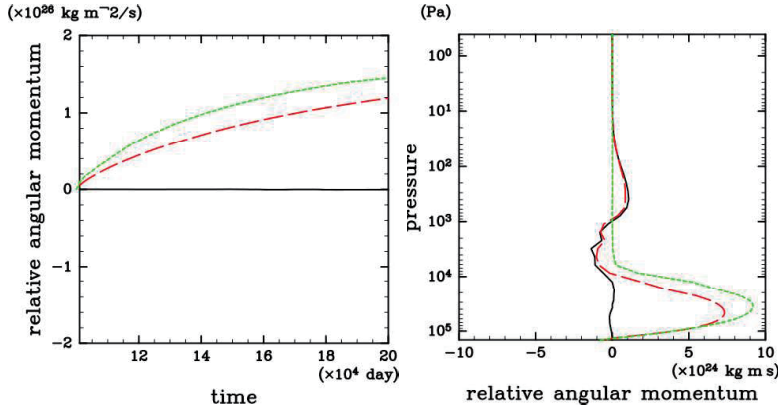


図 6: 全角運動量の時間変化 (左図) と最終状態での水平積分した相対角運動量の鉛直分布 (右図). 緑点線, 赤破線, 黒の線がそれぞれ $\gamma = 0, 0.44, 1$ の場合を示している. (Sumi et al., 2022).

式 (4) での①が平均残差子午面循環による帯状流加速を, ②が波動 (東西平均からの偏差の相関) による帯状流加速を表している. Eliassen-Palm フラックスは波動の伝播の強度と向きを示しており, 波動に伴う角運動量輸送はその逆方向になることに注意されたい.

図 7 はさまざまな γ に対する Eliassen-Palm フラックス (F_φ, F_z) とその発散の子午面分布を示している. $\gamma = 0.44$ と 1 の場合に高度 10^3 Pa からその上側にて波動活動に伴う極から赤道向きへの角運動量輸送が顕著である.

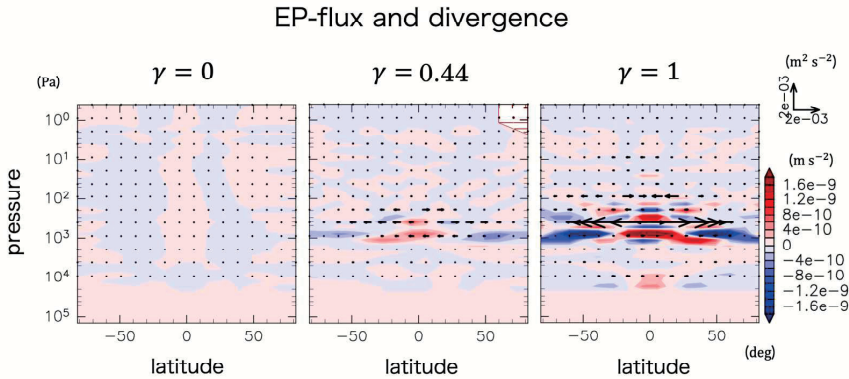


図 7: さまざまな γ に対する Eliassen-Palm フラックスとその発散の分布. 矢印が Eliassen-Palm フラックスであり, 波動による負の角運動量輸送を示している. 赤色と青色は平均流の加速と減速を示している. 左から順に $\gamma = 0, 0.44, 1$ の場合 (Sumi et al., 2022).

波動活動がもっとも顕著な高度 800 Pa 付近での Transformed Eulerian Mean (TEM) 方程式の運動方程式帯状成分の各項を比較したのが 図 8 である. $\gamma = 0.44$ と 1 のどちらの場合も波動による赤道付近の加速が卓越し, 西風生成維持に寄与していると考えられる. 一方高緯度にかけて子午面循環による角運動量輸送の寄与が増大し, 結果として極域でも

加速を引き起こしている。

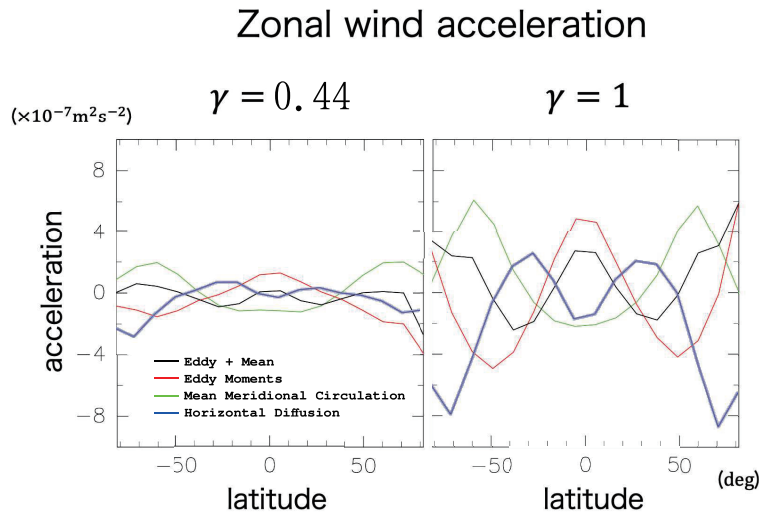


図 8: TEM 方程式経度成分 (式 4) の各項の高度 784 Pa における緯度分布. 赤と緑の線はそれぞれ平均残差循環による加速 (式 4 の ①) と渦による加速 (式 4 の ②) を示している. 左が $\gamma = 0.44$, 右が $\gamma = 1$ の場合. 全加速 (黒線) は, 超粘性 $\overline{\mathcal{F}_\lambda}$ (青線) とほぼバランスしている (Sumi et al., 2022).

図 9 は $\gamma = 1$ の場合の高度 784 Pa での速度東西成分と南北成分の共スペクトル解析の結果を示している. 図 9 左は北緯 40 度での共スペクトル解析の東西波数-振動数解析の結果である. 東西波数 1, 振動数約 0.432 day^{-1} の成分が赤道向きの角運動量輸送を担っていることがわかる. 図 9 中は共スペクトルの東西波数依存性である. 東西波数 1 成分が赤道向きの角運動量輸送を担っていることがわかる. 図 9 右は東西波数 1 成分の共スペクトルを緯度-角速度面にて表示したものである. 角速度 $5 \times 10^{-6} \text{ sec}^{-1}$ (振動数 0.432 day^{-1}) の成分による赤道向き角運動量輸送が明瞭に見て取れる.

図 9 にみられた緯度方向の角運動量を担っている波動の水平構造を 図 10 に示している. 中高緯度の水平渦が赤道に向けて東向きに傾いている構造が極から赤道方向への角運動量輸送に寄与している. 図 9 右にみられるように, 位相速度が帯状風角速度より遅いことと, 高緯度の渦が卓越していることから, この波動はロスビー波であると考えられる. さらに, 回転球面上の順圧渦度方程式を用いた線形安定性解析を行ったところ, この波の励起メカニズムは 800 Pa 高度の水平拡散の影響を受けた順圧不安定性であることが示唆された.

5 まとめ

以上, タイタン大気の成層圏超回転の生成維持機構を調べるために, ヘイズの効果を含む単純化された放射過程モデルを取り込んだ大気大循環モデルの数値実験を行った. タイタンの温度構造を再現する放射パラメータで計算すると, 高度 120 km 付近で風速 100 m/s 以上の極大を持つ西風が得られた. これは観測から得られた温度風 (Achterberg et

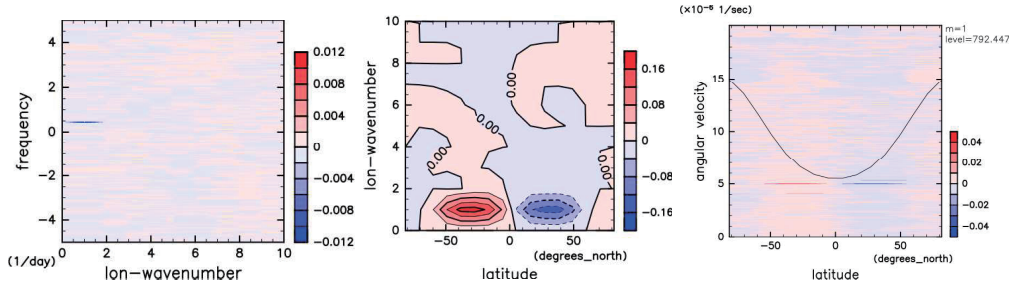


図 9: $\gamma = 1$ の 784 Pa 面の空間時間スペクトル解析. 左が北緯 40° での速度東西成分と南北成分の共スペクトル, 中央が共スペクトルへの各波動の寄与, 右が共スペクトルと帯状平均角速度を示している (Sumi et al., 2022).

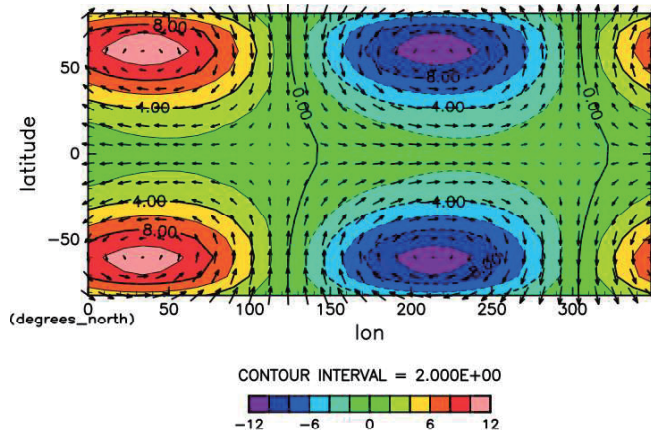


図 10: 角運動量輸送に最も貢献している波動 (帯状波数 1, 振動数 $0.432 \text{ [day}^{-1}\text{])}$ の水平構造. $\gamma = 1$ の場合. 高度 784 Pa での水平風 (矢印) とジオポテンシャル高度 (等値線) を示している. 赤色と青色がそれぞれ高気圧と低気圧に対応する (Sumi et al., 2022).

al., 2008) の極大を持つ高度とおおよそ一致している。一方で、地上に近い領域では風がほとんど発達せず、観測事実との違いも見られた。

放射モデルのパラメータを変化させたところ、西風が極大となる高度はヘイズ層の高度に伴って変化し、ヘイズ層による太陽光の減光率を上げるほど西風の強度は強くなった。ヘイズ層での太陽光吸収をなくした実験の場合、成層圏超回転の顕著な構造は得られなかった。

超回転領域の直下に存在する弱い逆向きの東西風の領域は角運動量はこの領域から汲み出されて、上層に超回転を生成している (図 11)。成層圏超回転が出現した大気構造を解析した結果、その具体的な角運動量の輸送形態は、ヘイズにより大気が加熱されている大気層の最下面付近で赤道から極に向かう子午面循環が生じ、その上部においては波動による角運動量が極側から赤道方向へ輸送されることによって西風超回転が維持されていることが示唆される。従来の岩石惑星大気の超回転生成メカニズムとして提唱されているギラッシュメカニズムでは、地表面において角運動量が固体地球から汲み上げられることが述べられている (Gierasch, 1975) が、本研究で得られたメカニズムでは地表面との角運動量のやり取りがないことにより逆風領域が生成される点で異なっている。Gierasch (1975) での大気全層にわたる効率的な水平粘性の仮定は子午面循環に対抗する渦角運動量フラックスが大気全層に存在することに対応している。これに対してわれわれの数値実験では、子午面循環と対応する渦角運動量フラックスが惑星表面から高く離れた高度においてのみ存在する点で異なっており、このことが固体惑星との角運動量のやり取りがない結果をもたらしていると考えられる。

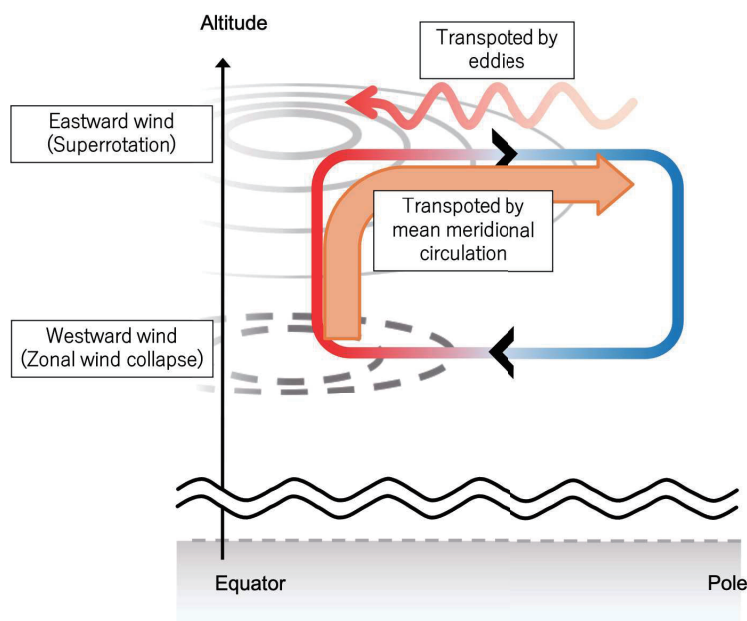


図 11: 本研究で得られたタイタンの成層圏超回転の維持機構の模式図。固体惑星表面からの正の角運動量の供給が存在する伝統的なギラッシュメカニズムと異なり、大気層上空での角運動量の再分配により超回転が生成維持されている (Sumi et al., 2022)。

図 12 は本研究で得られた東西風の鉛直分布とホイヘンス探査機による観測結果を比較したものである。観測結果にみられる成層圏での強い西風領域の直下の高度 80 km 付近 (約 1500 Pa) の無風領域は、本研究の結果でみられた上空での角運動量の再分配によって生成される成層圏超回転と対をなす弱い東風領域に対応するものであるかもしれない。

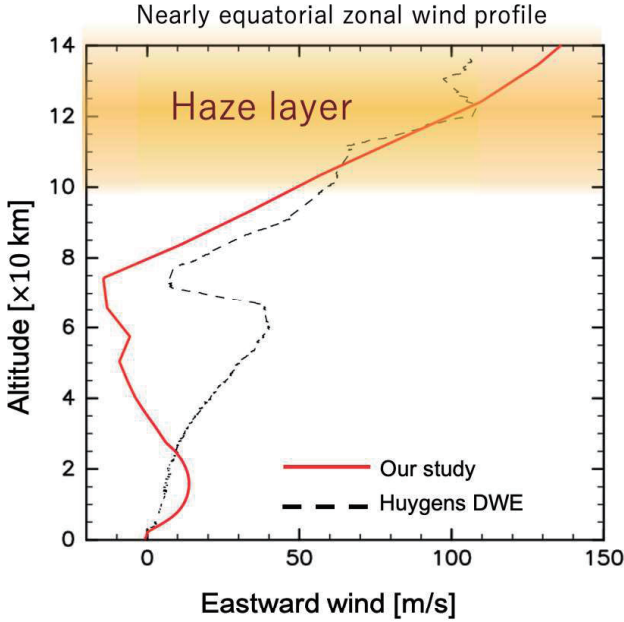


図 12: 観測と数値実験の帯状風の比較。点線がホイヘンス探査機により得られた南緯約 10° での東西風速。赤実線は本研究においてタイタン大気の状態に最もふさわしい $\gamma = 0.44$, $n = 1.4$ の場合の数値実験結果である (Sumi et al., 2022)。

謝辞

数値計算の一部は国立天文台天文シミュレーションプロジェクトの共同利用計算機 Cray XC50 上で行われた、データ解析と描画には地球流体電脳倶楽部の dennou-ruby プロジェクト (<https://ruby.gfd-dennou.org/>) の製品を利用した。

参考文献

- Achterberg, R. K., Conrath, B. J., Gierasch, P. J., Flasar, F. M. Nixon, C. A., Titan's middle-atmospheric temperatures and dynamics observed by the Cassini Composite Infrared Spectrometer, *Icarus* (2008), **194**, 263–277.
- Bird, M. K., Allison, M. Asmar, S. W., Atkinson, D. H. Avruch, I. M., Dutta-Roy, R., Dzierma, Y., Edenhofer, P., Folkner, W. M., Gurvits, L. I., Johnston, D. V., Plettemeier, D., Pogrebenko, S. V., Preston, R. A., Tyler, G. L., The vertical profile of winds on Titan, *Nature* (2005), **438**, 800–802.
- Gierasch, P. J., Meridional circulation and the maintenance of the Venus atmospheric circulation. *J. Atmos. Sci.* (1975), **32**, 1038–1044.
- Lebonnois, S., Burgalat, J., Rannou, P., Charnay, B. Titan global climate model: A new 3-dimensional version of the IPSL Titan GCM, *Icarus* (2012), **218**, 707–722, <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2011.11.032>
- Lora, J. M., Lunine, J. I., Russell, J. L., GCM simulations of Titan's middle and lower atmosphere and comparison to observations, *Icarus* (2015), **250**, 516–528, <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2014.12.030>
- McKay, C. P., Lorenz, R. D., Lunine, J. I., Analytic Solutions for the antigreenhouse effect: Titan and the early Earth. *Icarus* (1999), **137**, 56–61.
- Newman, C. E., Lee, C., Lian, Y., Richardson, M. I., Toigo, A. D., Stratospheric super-rotation in the TitanWRF model, *Icarus* (2011), **213**, 636–654.
- Sumi, M., Takehiro, S., Ohfuchi, W., Nomura, H., Fujii, Y., Superrotation of Titan's stratosphere driven by the radiative heating of the haze layer. *Astrophys. J.* (2022), **928**:149 (18pp), <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac54ab>
- Takahashi, Y. O., H. Kashimura, S. Takehiro, M. Ishiwatari, S. Noda, M. Odaka, T. Hori-nouchi, Y.-Y. Hayashi, DCPAM Development Group, DCPAM: planetary atmosphere model, GFD Dennou Club (2018), <http://www.gfd-dennou.org/library/dcpam/>