

# 木星大規模渦の数値モデリング

九州大学大学院理学府 加藤亮平 (Kato Ryohei)

九州大学大学院理学研究院 中島健介 (Nakajima Kensuke)

## 要旨

木星の大気現象を理解するためには、大気の鉛直構造を知ることが必要である。この鉛直構造は、様々な基本場を仮定した数値実験を行い、大赤斑のような大規模渦の振る舞いを比較することで推定できる可能性があることが示唆されている (Williams, 1996)。本研究では、ブジネスク近似をしたプリミティブモデルを作成し、様々な数値実験を行っており、最終的には木星大気の鉛直構造を推測することを目指している。今回は、モデルのテスト実験として Williams (1996) の追試を行った。その結果、初期に与えた交互に変わる東西風が不安定を起こすことによって大規模な渦が生じ、長時間安定に持続することを確認できた。最後に今後の展望として、中赤斑の出現から木星大気の鉛直構造が推測できる可能性について触れる。

## 1 はじめに

木星大気には、帯状構造、大赤斑・白斑など様々なスケールの渦、雷雲、などといった大気現象がある (図 1)。これらの生成・維持・消滅に関する力学的なメカニズムを解明するためには、大気の鉛直構造を知ることが必須である。まさにこの目的で、1995 年、Galileo probe が木星大気に突入し直接観測を行った。しかし、突入した地点が「ホットスポット」と呼ばれる乾燥した場所であったため、代表性を欠く 1 点観測を行ったにとどまってしまい、全球的な鉛直構造・組成を知ることはできなかった。また、Cassini spacecraft などが赤外線観測を行ったが、大気深部までは観測することができていない。つまり、木星大気の鉛直構造に関する情報は非常に不足している。

この木星大気の鉛直構造を推測するヒントとして大規模渦がある。大規模渦の安定性すなわちコヒーレントさと持続性は主に鉛直構造に依存する。それ故、木星のもっともらしい鉛直構造を推測するために渦の安定性がよく用いられてきた。Williams (1996) は三次元モデルを用い、基本場の鉛直構造等のパラメータを広く変えつつ多数の数値実験を行い、大赤斑に匹敵する大きさの渦の生成・安定性について調べた。その結果、大規模渦が安定に持続するためには、成層のある領域 (深さ  $h$ ) が全鉛直領域 (深さ  $H$ ) に比べて薄く、 $h/H \leq 1/20$  という条件を満たすことが必要であることを示唆した。しかし、 $h, H$  ともに 10 倍にしても、 $h/H \leq 1/20$  という条件を満たしていれば、安定な大規模渦が持続することができたので、 $h$  や  $H$  の絶対的なスケールを決定することはできなかった。ところが、近年、木星の三つの白い渦が合体し、一つの渦になり、それが赤くなった (中赤斑の出現)。これは木星大気の鉛直構造を推測するヒントになるのではないかと思われる (詳細は第 4 章で述べる)。そこで今後、大規模渦の色や渦の内部の成層などに着目し、木星大規模渦に関する様々な数値実験を行うことで、大規模渦を再現し、渦の安定性・生成について調べ、最終的には木星大気の鉛直構造を推測することに挑戦する予定である。

ところで、数値実験を行うには木星大気を想定した大循環モデルが必要である。現在のところ、現実的な放射過程・凝結過程・雲物理などを含んだ本格的なモデルは存在していない。木星型惑

星を想定した、数少ない大気モデルの一つとして、EPIC(Dowling et al., 1998)がある。しかし、このモデルは鉛直座標として等温位座標を採用しているため、中立成層付近で鉛直方向の解像度が悪くなってしまいうという欠点がある。つまり、本研究で着目したい大規模渦の性質（中立成層の有無など）などがうまく表現できないことが予想される。よって、鉛直座標として等温位座標以外の座標 ( $z$  もしくは  $p$  座標) を採用したモデルが必要となる。そこで手始めに、 $z$  座標を採用している (Williams, 1996) と同じ 3 次元モデルを作成した。今後、このモデルをより現実的な木星大気大循環モデルへ改良していく予定である。

今回は、交互に変わる東西風（ジェット）を初期に与え、それが不安定を起こすことによって大赤斑のような大規模な渦が生じ、長時間安定に持続した例 (Williams, 1996 のケース G1 を模した実験) を紹介する。

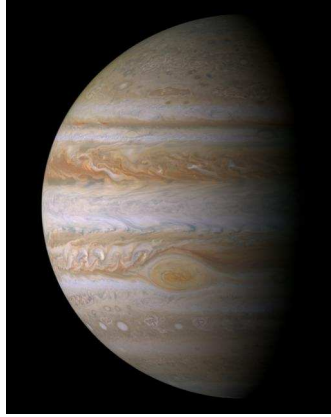


図 1 カッシーニ探査機によって撮影された木星の全体像（可視光） 画像には木星の帯と縞、大赤斑、白斑などがみられる。NASA photo journal(<http://photojournal.jpl.nasa.gov/catalog/PIA04866>)

## 2 モデルと計算設定

### 2.1 モデル概要

ブジネスク近似をしたプリミティブ方程式系からなる、球面 3 次元数値モデルを作成した。基礎方程式は Bryan (1969) と同じグリッドの配置を用いて、差分法によって離散化した。

運動方程式及び静力学の式

$$u_t + L(u) - fv - \frac{uv \tan \phi}{a} = -\frac{1}{a\rho_0 c} p_\lambda + F^u \quad (1)$$

$$v_t + L(v) + fu + \frac{u^2 \tan \phi}{a} = -\frac{1}{a\rho_0} p_\phi + F^v \quad (2)$$

$$p_z = -g\rho \quad (3)$$

温度の式

$$T_t + L(T) = F^T \quad (4)$$

連続の式

$$\frac{1}{ac} \left[ \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{\partial}{\partial \phi}(vc) \right] + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (5)$$

状態方程式

$$\rho = \rho_0 [1 - \alpha(T - T_0)] \quad (6)$$

ここで、 $\lambda, \phi, z$  はそれぞれ経度・緯度・高度方向の座標変数、 $t$  は時間方向の変数、 $u, v, w$  はそれぞれ東西、南北、鉛直方向の速度、 $f \equiv 2\Omega \sin \phi$  はコリオリパラメータ、 $a$  は惑星半径、 $p$  は圧力、 $\rho$  は密度、 $\rho_0$  は参照密度、 $g$  は重力加速度、 $c \equiv \cos \phi$ 、 $T$  は温度、 $\nu_h$  は水平粘性係数、 $\nu_v$  は鉛直粘性係数、 $\alpha \equiv 1/T_0$  は熱膨張係数、 $T_0$  は参照温度を表す。 $L(q)$  は移流演算子であり、以下のようなフラックス形式をしている。

$$L(q) = \frac{1}{ac} [(uq)_\lambda + (vqc)_\phi] + (wq)_z \quad (7)$$

ここで、 $q$  は  $u$  または  $v$  である。

ブジネス近似を用いるため、気圧傾度力項において密度は一定値  $\rho_0$  とし、連続の式は非圧縮性流体のものを用いる。また、状態方程式においては密度は温度のみの関数としている。つまり、基本場の圧力が鉛直方向に変化しても、密度・温度には影響しない。

また、散逸項  $F$  は以下のような形をとる。

$$F^u = \nu_h \nabla^4 u + \nu_v u_{zz} \quad (8)$$

$$F^v = \nu_h \nabla^4 v + \nu_v v_{zz} \quad (9)$$

ここで、 $\nabla^2$  は水平方向のラプラシアンであり、以下の形をしている。

$$\nabla^2 = \frac{1}{a^2 c^2} q_{\lambda\lambda} + \frac{1}{a^2 c} (cq_\phi)_\phi \quad (10)$$

温度の式において、 $F^T$  は拡散項であり、以下の形をしている。

$$F^T = \nu_h \nabla^4 T + \nu_v T_{zz} \quad (11)$$

成層が不安定になった場合、対流調節を用いる。

## 2.2 用いたパラメータの値

パラメータは表 1 の値を用いた。惑星パラメータとしては木星を想定した値を用いた。

$a$ : 惑星半径	71400km
$\Omega$ : 自転角速度	$1.76 \times 10^{-4} s^{-1}$
$g$ : 重力加速度	$26 m s^{-2}$
$T_0$ : 平均温度	200K
$\rho_0$ : 平均密度	$0.1323 kg m^{-3}$
$\alpha$ : 熱膨張係数	$0.005 K^{-1}$
$\nu_h$ : 水平粘性係数 (4 階微分)	$-10^{17} m^4 s^{-1}$
$\nu_v$ : 鉛直粘性係数 (2 階微分)	$10^{-8} m^4 s^{-1}$

表 1 パラメータ

## 2.3 計算領域

### 2.3.1 水平方向

水平方向の計算領域は、図 2 に示すように、経度方向に 120 度、緯度方向に  $-7$  度から  $-40$  度とした。分解能は  $\Delta x, \Delta y$  ともに 1 度  $\simeq$  1000km とした。

### 2.3.2 鉛直方向

鉛直方向の計算領域は、図 3 に示すように、 $H = 1200$ km とし、上部の薄い層 ( $h = 40$ km) のみ成層があると仮定した。運動は主にこの成層のある領域で起こることになるので、鉛直格子点間隔は上部で細かく ( $\delta z = 6$ km で 10 点)、下部で粗く ( $\delta z = 114$ km で 10 点) した。Williams(1996)によると、 $h/H < 1/20$  であれば渦は長期間安定に存在したので、これにならって、 $h/H = 1/30$  とした。

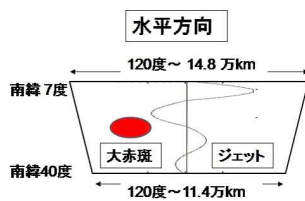


図 2 水平領域

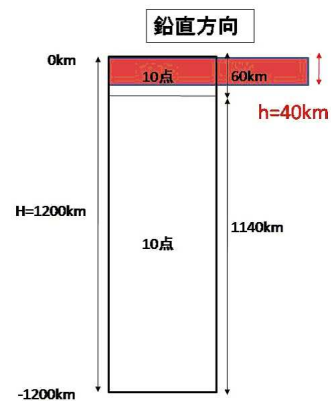


図 3 鉛直領域

## 2.4 初期条件

### 2.4.1 水平方向

初期のジェット (東西風速) は図 4(左) のように、緯度のサイン関数を区分的に組み合わせて南北に交互に変わるよう与えた。緯度  $7^{\circ}S$ ,  $14^{\circ}S$ ,  $23^{\circ}S$ ,  $33^{\circ}S$ ,  $40^{\circ}S$  で風速がゼロであり、最大風速は北からそれぞれ  $100(10.5^{\circ}S)$ ,  $-50(18.5^{\circ}S)$ ,  $30(28^{\circ}S)$ ,  $-15(36.5^{\circ}S)$  m/s とした。また、温度場はジェットと温度風バランスするように決めた。ここで、温度偏差は基本場からのずれという意味で用いている。

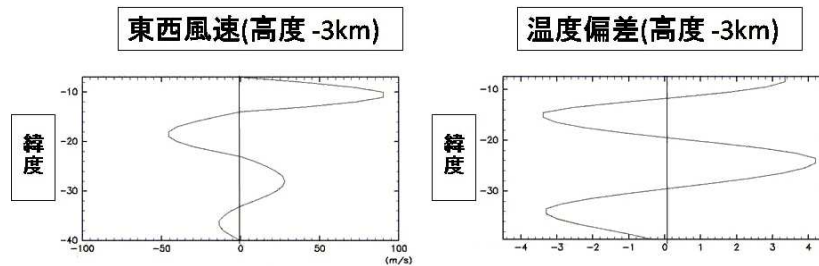


図 4 高度 3km における、東西風速 (ジェット) の南北構造 (左) と温度偏差 (右)

### 2.4.2 鉛直方向

図 5 は鉛直方向の初期条件であり、領域の上 1/20 を拡大して図示している。

基本場の鉛直温度構造としては、温度が  $z = 0$  km で最大、 $z = -40$  km で最小となるような 2 次関数で与え、それより下では一定とした。つまり、上で安定成層、下で中立成層となっている。

ジェットの鉛直構造は、 $z = 0$  km で最大、 $z = -40$  km でゼロとなるような線形構造を与え、それより下ではゼロとした。

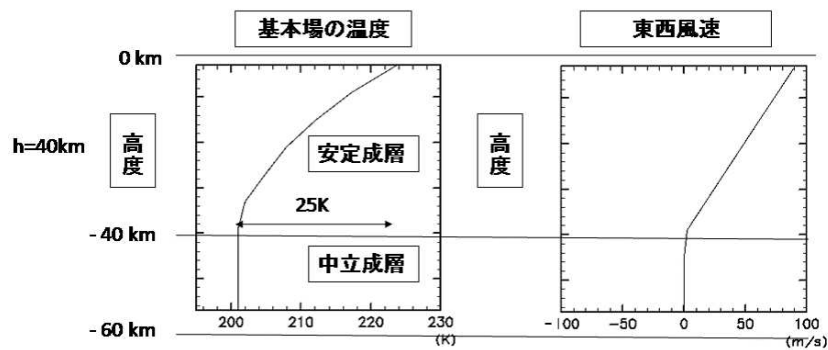


図 5 基本場の温度の鉛直構造構造 (左) と東西風速の鉛直構造 (右)

## 2.5 境界条件

東西境界に関しては周期境界条件を仮定する。南北両方の壁ですべりなし、フラックスなし条件を仮定する。

$$(u, v, T_\phi) = 0 \quad \text{at} \quad \phi = -7, -40 \quad (12)$$

鉛直方向においては、両境界は摩擦なし、フラックスなしの壁とする。

$$(w, u_z, v_z, T_z) = 0 \quad \text{at} \quad z = 0, -H \quad (13)$$

## 2.6 時間積分

時間積分はリーブフロッグ法を用い、タイムステップ 1/50 日で 6000 日計算した。また、リーブフロッグ法を用いたことによって生じる計算モードの増幅を抑制するため、Asselin (1972) の時間フィルターを 10 ステップに 1 回適用している。

# 3 結果

## 3.1 温度偏差の時間変化

高度 -15km における温度偏差の水平分布の時間変化を図 6 示す。初期の温度偏差はジェットと温度風バランスしている (0 日)。しばらく時間が経過すると、不安定によって、緯度  $28^\circ S$  を中心に波長 4000km 程度の波が生じてきた (400 日)。その波は発達したが (420 日)、崩れてしまった (480 日)。その後、先ほどよりは低緯度 ( $24^\circ S$ ) で波長が長い 4 万 km の波が生じてきた (530 日)。この波が発達し (600 日)、波長は長くなり、振幅は大きくなり、南北幅も大きくなった (760 日)。二つの正温度擾乱がはっきりしてきて、(840 日, 980 日) 二つにまとまり、温度偏差も大きくなった (1440 日)。二つの渦はだんだんと距離を縮めながら並走した (2000 日, 2450 日)。ついには、前の大きな渦が後ろ小さな渦を吸収し (2480 日, 2650 日)、孤立渦になった (3170 日)。その後、この大きな渦は、温度偏差は小さくなったものの、6000 日まで安定に存在し続けた。

## 3.2 再現された孤立渦の温度偏差の鉛直構造

再現された孤立渦のある緯度 ( $25.5^\circ S$ ) における温度偏差の鉛直構造を図 7 に示す。これを見ると、高度 -20km に温度偏差のピークがあり、成層のある部分 (0~-40km) に温度偏差が局在していることがわかる。

# 4 今後の展望

木星大規模渦に関する疑問の一つに、「なぜ大赤斑は赤いのか？」という問題があった。一つの説として、「木星大気の高い部分から対流によって巻き上げられた物質が、太陽の紫外線と化学反

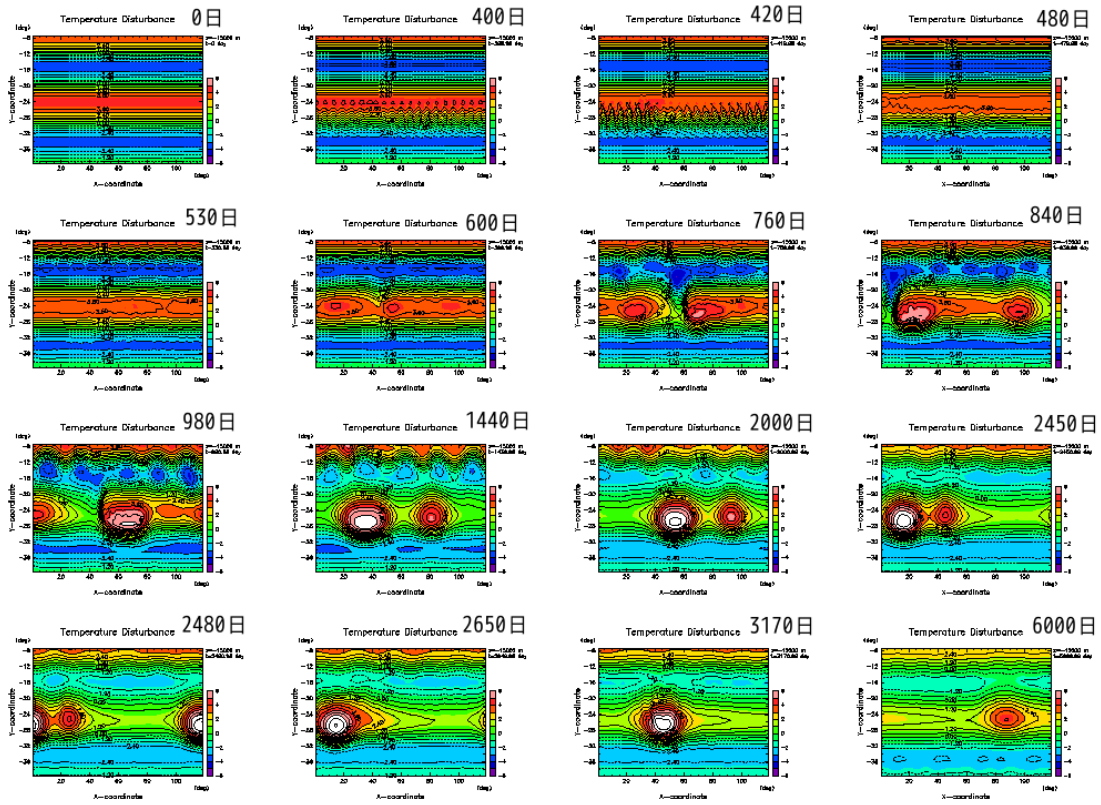


図 6 -15km における温度偏差の水平分布, コンター間隔は 0.6K で、カラーは暖色系が正偏差、寒色系が負偏差を表している。左上から右下へむかって、0 日, 400 日, 420 日, 480 日, 530 日, 600 日, 760 日, 840 日, 980 日, 1440 日, 2000 日, 2450 日, 2480 日, 2650 日, 3170 日, 6000 日。

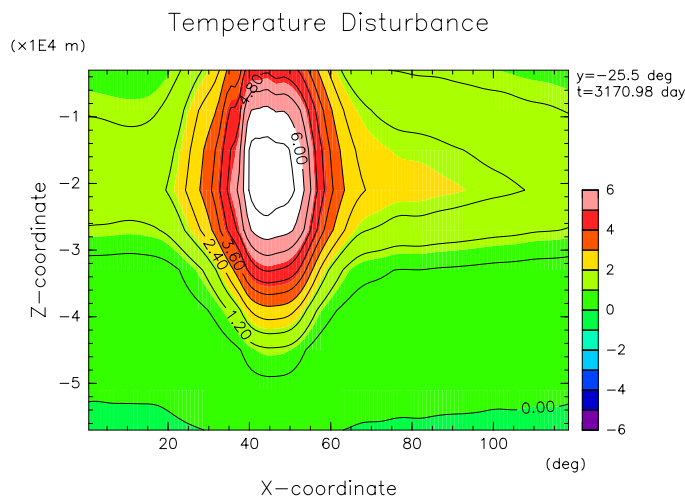


図 7 温度偏差の鉛直構造 (緯度  $25.5^{\circ}S^{\circ}$  , 3170 日), コンター・カラーは図 6 と同様。

応を引き起こすため赤く見えるのではないか」というものがある (Prinn and Lewis, 1975) (図 8)。そのような対流の正体としては、Nakajima et al. (2000) の数値実験に見られるような、大気深部の湿潤対流が活発な領域を想定してよいかもしれない。しかし、観測的には、対流が活発な雷雲と大赤斑は別の場所にあり、大赤斑が赤いことと、対流との間の関連付けはなされていない。

そういった状況のなか、近年、数個の白斑が合体し、色が赤く変わるという現象が観測され (Simon-Miller et al. ,2006)、以降「中赤斑」と呼ばれるようになった (図 9)。この中赤斑が赤くなった理由を考える際、手がかりとなりそうなのが、中赤斑の「風速」である。合体前の白斑の風速は大赤斑のそれには及ばなかったが、合体して変色した後の中赤斑を調べると、大赤斑に匹敵するほどまでに加速していた。

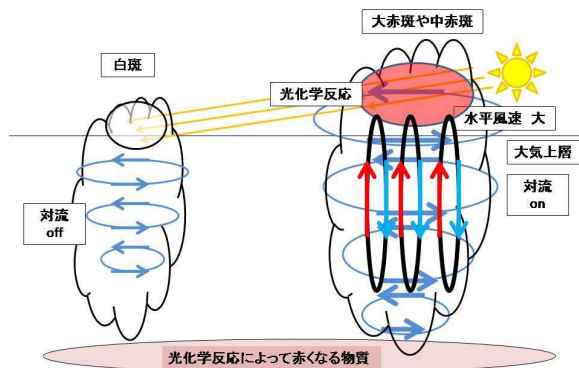


図 8 大赤斑や中赤斑が赤いことを説明するための概念図

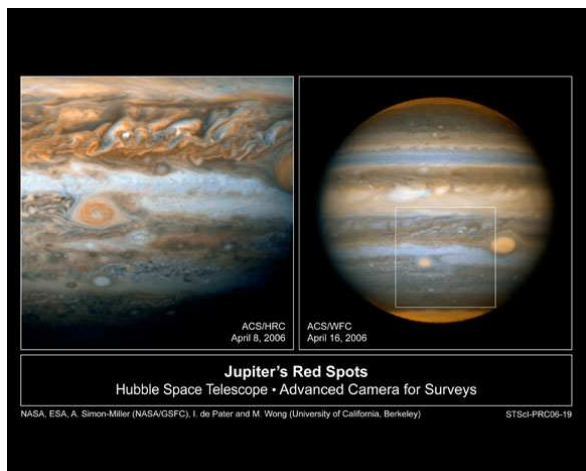


図 9 木星全体像 (右図) とその拡大図 (左図)。中央左側にある赤く小さい渦が中赤斑、右上にある赤く大きな渦が大赤斑である。(Credit: NASA / ESA / Amy Simon-Miller)

このことから、以下のことが推測できる。合体することによって中赤斑は風速が大きくなった。風速が大きくなったということは、温度風の関係から温度偏差が大きくなったことが考えられる。そこで、例えば、基本場が図 10(左) のように安定成層をしており、渦の温度 (温度偏差) が図 10(中) のような鉛直構造をしていたとする。このとき渦のある場所での温度構造は、図 10(右) のようになる。温度偏差が大きくなり、ある値を越えると、図 10(右) のように渦の上部で不安定成層となり対流が生じる。この対流によって、大気下層のガスが持ち上げられ、太陽からの紫外線を浴びて変色し、赤くなったと想像することができる。

もしこの想像が正しいとすれば、木星の大規模渦が赤くなるためには、渦の強さ・大きさが或る「閾値」を超えている必要があることが示唆される。「対流のスイッチ」が入ったら (中立領域がみられたら) 渦は赤くなり、入らないと渦は白いままである (図 8)。つまり、渦の強さ・大きさの「閾値」は、力学的には対流領域の有無によって判定されることになる。対流領域の有無は、大気の温度構造 (図 10 参照) や物質の鉛直分布と関連すると考えられる。そこで、大気の鉛直構造を

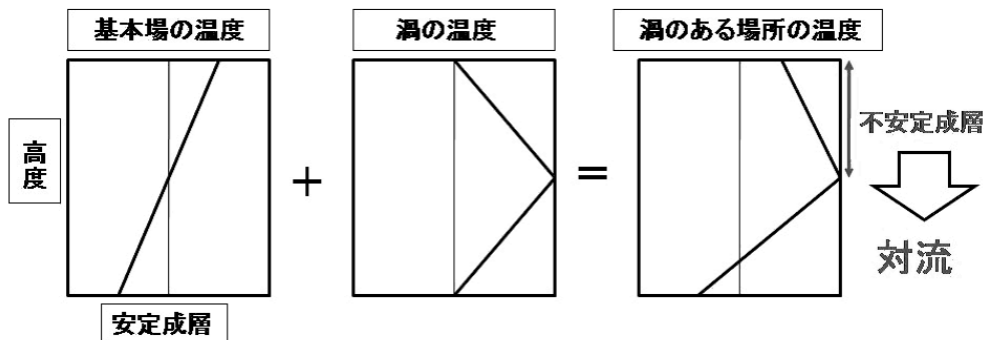


図 10 温度偏差が大きくなると対流が起こる可能性があることを説明する図

様々に変化させた数値実験を行い、結果を比較する。そこで、対流領域の出現の「閾値」と大気構造の関係を見出すことによって、大気鉛直構造を推測できるのではないかと考えられる。

## 5 今後の課題

今回作成したモデルは、状態方程式において密度は温度のみの関数にするブシネスク近似が用いられているため、計算結果が実際の木星のどの高度で起こっているのか、対応づけることができない。そこで、理想気体の状態方程式を用い、鉛直座標に  $p$  座標を採用することにし、モデルを改良することで、計算結果と実際の木星大気との対応付けを可能としたい。

過去の研究では、大気鉛直安定度の構造は深さとともに単調に減少するなど、単純な形を仮定してきた。しかし、現実の木星大気においては、アンモニアや水などの雲層があり安定度は複雑に増減する可能性がある。Sugiyama et al. (2006) は熱力学計算により、木星大気安定度の鉛直分布を推測した (図 11)。これによると、三種の雲層の存在に対応して、安定度のピークが三か所で見られる。このような場合の渦の構造がどうなるのかを明らかにしなければならない。そこで、このような、より現実的な安定度の鉛直分布を与え、大規模渦の出現特性と構造を調べることを計画している。その際、深い部分の大気組成を様々に想定して安定度の鉛直構造を変化させ、渦の対流が及ぶ領域がどう変化するかを調べ、再現された大規模な渦に関して詳細な解析を行うことが必要である。

## 参考文献

- Asselin, R. (1972). "Frequency Filter for Time Integrations". *Monthly Weather Review*, **100**(6) pp.487-490.
- Bryan, K. (1969). "A numerical method for the study of the world ocean". *J. Comput. Phys*, **4**(2) pp.347-376.
- Dowling, T., A. Fischer, P. Gierasch, J. Harrington, R. LeBeau, and C. Santori (1998). "The

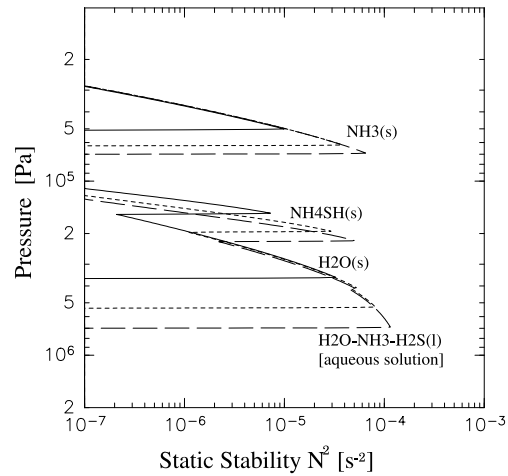


図 11 熱平衡計算によって推測された安定度  $N^2$  の鉛直分布 (Sugiyama et al.,2006)。s は固体、l は液体の雲を表す。凝結成分気体の大気深部存在度は太陽組成の 1 倍 (実線), 5 倍 (点線), 10 倍 (破線) を仮定している。 $N^2$  の大きさはそれぞれの凝結成分の凝結高度に対応したピークを持つ。

Explicit Planetary Isentropic-Coordinate (EPIC) Atmospheric Model”. *Icarus*, **132**(2) pp.221–238.

Nakajima, K., S. Takehiro, M. Ishiwatari, and Y. Hayashi (2000). “Numerical modeling of Jupiter’s moist convection layer”. *Geophysical Research Letters*, **27**(19) pp.3129–3132.

Prinn, R. and J. Lewis (1975). “Phosphine on Jupiter and implications for the Great Red Spot”. *Science*, **190** pp.274–276.

Sugiyama, K., M. Odaka, K. Kuramoto, and Y. Hayashi (2006). “Static stability of the Jovian atmospheres estimated from moist adiabatic profiles”. *Geophysical Research Letters*, **33**(3),L03201.

Williams, G. (1996). “Jovian Dynamics. Part 1: Vortex Stability, Structure, and Genesis”. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **53**(18) pp.2685–2734.