



天 気

1989年5月
Vol. 36, No. 5

110 (木星型大気; 熱地衡風力学; モドン)

木星の大赤斑は、モドンか?

(熱地衡風力学の位置づけも含めて)*

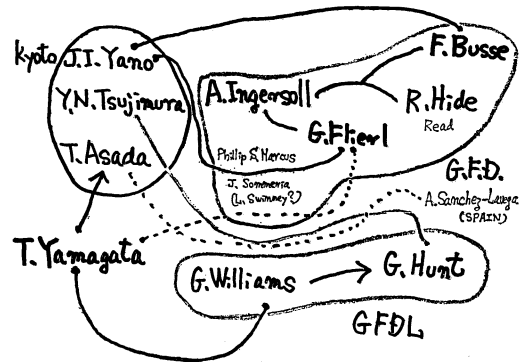
—昭和63年度山本賞受賞記念講演—

矢野 順一**

木星の表面に見い出される、赤い大きな目玉のような渦——すでに数百年にわたって存在している、この巨大な渦、大赤斑の正体は、いまだ説明されていない、木星大気の大きななぞの1つである。この大赤斑に焦点をあてながら、木星型惑星(木星・土星)の大気運動の力学について概観する。***

1. はじめに

第1図は、木星型大気の力学の理論に現在(あるいは近い過去に)取り組んでいる人たちと、その人脈関係



第1図 木星をやっている人たち

* Is the Great Red Spot of Jupiter a Modon?
—A Consideration also taking into account
the Role of Thermo-Geostrophic Dynamics—

** Jun-Ichi Yano, M.I.I.

*** なお、本文は、木星型惑星についての最低限の知識を前提として、書いていくことにする。

惑星大気についての入門的解説としては、“The New Solar System” (Beatty *et al.*, eds., 1982; 邦訳、『新しい太陽系』)がある。また、気象研究ノート第155号『惑星大気』(1987)では、第2章で、惑星大気力学の理論のいくつかの話題(多くは、木星型惑星に関連したものである)が取り上げられている。よりくわしい引用文献リストもここで節ごとに与えられている。なお、Voyager 探査機の成果を土星を中心としてまとめた“Saturn” (Gehrels and Matthews, eds., 1984)は、より専門的知識を得るための手引きとなる。

(コネクション)を図示したものである。大雑把に言って、閉曲線で囲まれた、大きく3つのグループ(勝手に、Kyoto, G.F.D., GFDL と名づけた: Hunt (1983)の review で deep modelers, shallow modelers と呼ばれているのが、ほぼ、G.F.D. と GFDL に対応する)に分かれて、活動している。これらのグループ間で一致を見出すのは、まだまだ、困難というのが現状である。小生が、Yano (1987 a,b)で行ったのは、この状態を少しでも整理してやろうとする試みであった(表題に rudimentary という語を用いたのは、そのような気持からであった)。

木星型大気の力学を研究するやっかいさ、その問題点

第1表 木星型大気的基本的特徴

	太陽までの距離 R_S	$\sim R_S^{-2}$ 太陽加熱 (\sim 内部加熱) F_R ($\sim F_I$)	風速 U	運動エネルギー $E_K \sim U^2$	運動の減衰時間 スケール $\tau_D \sim E_K/F_R$
木星	5.2	1/25	100 m/s	10^2	2.5×10^3
土星	9.5	1/100	400 m/s	10^3	10^5
地球	1	1	10 m/s	1	1

の整理については、上記論文を参照していただくことにして、ここでは、単に、地球型大気との最も大きな力学的な差異を指摘しておくことにする。

第1表は、木星型惑星（木星・土星）の大気運動の最も基本的と思われる特徴を、地球との比較で整理したものである。第1行目は、太陽までの距離を天文単位であげてある。それぞれの惑星の単位大気柱が太陽から受け取るエネルギー量 F_R は、（アルベドの効果は、factorのみ変わるだけなので、無視して、）単に、太陽からの距離の逆二乗に比例するとすると、第2行のように与えられる。ここで、地球を1としている。これが、大気が受ける forcing の大きさの見つもりを与える。木星型惑星の場合は、太陽加熱と同程度の内部熱源を受け取っているが、これは、見つもりに約2倍の factor をかけるだけである。一方、観測されている風速の order が [m/s] の単位で第3行に与えられている。単位大気柱のもつ運動エネルギーの大きさ E_K は、この風速の二乗によって見つもられる。このように見つもられた値が、地球を1の単位として、第4行に order で与えられている。

大気の forcing の大きさ F_R と運動エネルギーの大きさ E_K より、大気運動の減衰時間スケール τ_D が E_K/F_R によって見つもられる。最後の行に、この値が与えられている（やはり、単位は地球を1としている）。非常に大雑把な見つもりだが、木星型大気運動の減衰の時間スケールは、地球大気の数倍以上であることが分かる。

つまり、地球大気に比べて、木星型大気は、運動のエネルギー強制が弱く、運動の減衰時間スケールが十分に長い状況にある、と言える。（ちなみに、advective time scale は同 order と見つもられる）実際、木星型惑星に観測される主要な大気運動——帯状流パターン、孤立斑 (spot, 孤立渦)——は、きわめて定常的で、数10年以上のスケールにわたって、ほとんど変化していないように

思われる。

したがって、地球大気運動とは異なって、大気運動がどのような（自由定常流の）力学的バランスの下にあるか、という問題を、第1近似として、運動維持のメカニズムの問題から切り離して考えることができる。言わば、維持の問題は、自由定常流の解への摂動として取り扱われることになる。というわけで、理論的に第1の課題は、実際の木星型大気に見い出される流れのパターンを説明する、自由定常流の解を見出すことになる。

木星型大気と言えば、一般に、厚い雲がたちこめていて、活発な対流雲が間断なく生成しているというイメージ（例えば、小松左京原作の映画『さよならジュピター』）をもってしまいが、以上のような粗雑な議論からもある程度、推察されるように、実際には、地球大気に比べて、鉛直運動は、はるかに“静か”で、大部分の雲は、層雲状のものであると考えられる (Yano 1987 b)。

2. 雲層レベルでの大気力学

それでは、このような木星型大気運動は、どのような力学に支配されているのだろうか。近似支配方程式系をスケール・アナリシスによって導くことができる (Yano, 1987 b)。

大部分の物理量の大きさは、観測より知ることができ、不確定なのが、雲頂レベルより下での温位の鉛直勾配 ($d\theta/dz$) と運動の鉛直スケール D である。温度構造は、対流圏下部では、ほぼ断熱温度勾配になっている (i.e. $d\theta/dz \approx 0$) と考えられているが、ここでは、大きめに、対流圏界面レベルでの値 (1 K/km) を用いる。鉛直スケール D は、単純に、scale height を採用することにする（木星で 20 km, 土星で 35 km）。これは、Weidenschilling and Lewis (1973) らの見つもりによる、雲の層の鉛直スケールと同程度なので、雲の生成とその分布の不均一にもなる運動を考察するためには、このスケールリングが適当と考えられる。注意すべき

ことは、温位の鉛直勾配を大きめにとっているので、成層のパラメーター \hat{S} (Pedlosky, 1979) も大きめに、見つめられることである。

結果として、 $L \sim 3000$ km 程度の水平スケールに対して、無次元パラメーターの間に、

$$1 \gg \hat{\epsilon} \sim \hat{\beta} \gtrsim \hat{S} \quad (2.1)$$

の関係が成り立つことが分かる。ここで、 $\hat{\epsilon}$ は、Rossby 数、 $\hat{\beta}$ は、無次元ベータ・パラメーターである (定義は、Yano, 1987 b. あるいは、Pedlosky, 1979)。

このようなパラメーター領域では、地球大気の大規模スケールの運動と同様、まず、第1近似で、運動は、地衡風バランスの下にある。ところが、地球大気の準地衡風スケール ($1 \sim \hat{S} \gg \hat{\epsilon} \sim \hat{\beta}$) の力学と大きく異なる点は、熱力学の式 (気圧座標系で)

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}_H \cdot \nabla + \hat{S} w \frac{\partial}{\partial p} \right) \theta = 0 \quad (2.2)$$

で、鉛直移流の項 (第3項) が無視できて、近似的に、

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}_H \cdot \nabla \right) \theta = 0 \quad (2.3)$$

の形になることである。静力学平衡より、温位 θ とポテンシャル ϕ の間には、

$$\theta \propto \frac{\partial \phi}{\partial p} \quad (2.4)$$

の関係が成り立つので、(2.3)、(2.4) 及び地衡風バランスの式より、次のような、閉じた時間発展の式

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + J(\phi, \cdot) \right] \frac{\partial \phi}{\partial p} = 0 \quad (2.5)$$

を得る。このスケールでは、基本的に、熱力学の式のみで、時間発展が決まるので、このスケールの力学のことを熱地衡風 (Thermo-Geostrophic, TG) と呼ぶことにする。

それでは、この TG の力学は、どのような、ふるまいをするのであろうか？ かんたんな2層モデルで、考察してみた。第1層 (下層) は、無限に深く、内部運動の力学に支配されているとする。この下層の運動の影響の下に、薄い上層 (雲の層、第2層) の運動が、(2.5) 式によって、どのように時間発展していくかを見てやる。

2つの数値実験の結果を紹介する。

1番目は、Ingersoll and Pollard (1982)、Busse (1983)、Yano (1987 a) らの描像の上に立って、内部深くまで及んでいる帯状流が、TG の力学に支配されている孤立斑 (孤立渦) にどのような影響を与えるかを見るものである。下層 (第2層) に、固定した低気圧性の

線形シアーを与えてやり、上層 (第2層) に、Gauss 渦型の孤立した温位の anomaly θ を初期に与えてやる。

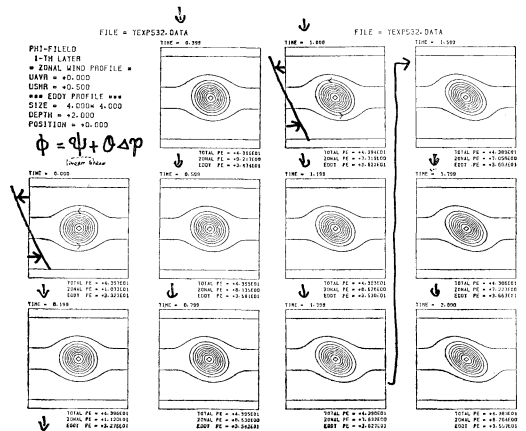
このとき、上層の流れの場合は、 $\phi = \Psi + \theta \Delta p$ で与えられ、また、温位の anomaly θ の時間発展は、

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + J(\Psi, \cdot) \right] \theta = 0$$

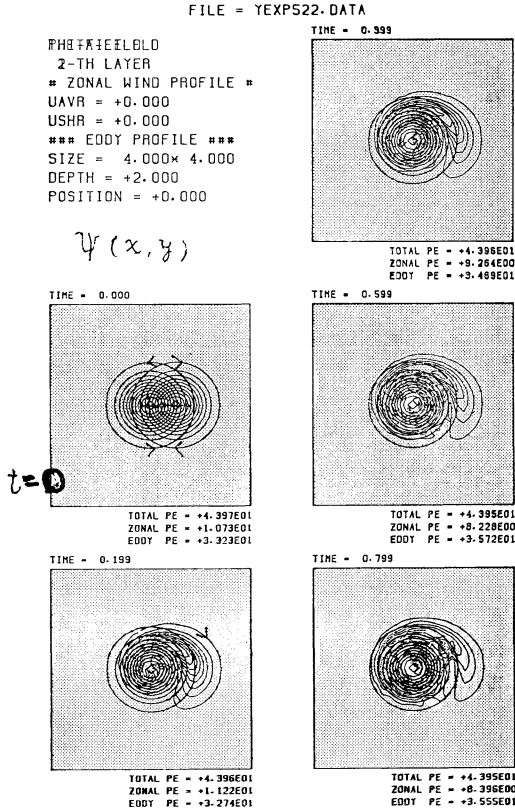
で与えられる。ただし、 Δp は、(気圧で測った) 上層の厚さである。

計算結果を第2図に示す。雲層レベルの孤立渦は、下層の帯状流のシアーによって無限の変形を受けて、どんどんとくずれていってしまう。これは、TG 力学のもつ、一般的性質の1つである。したがって、雲層程度の鉛直スケールをもつ孤立渦は、より深い帯状流の影響の下では、安定に存在しえない。言いかえれば、大赤斑などの孤立渦は、TG の力学では、説明しえないことになる。

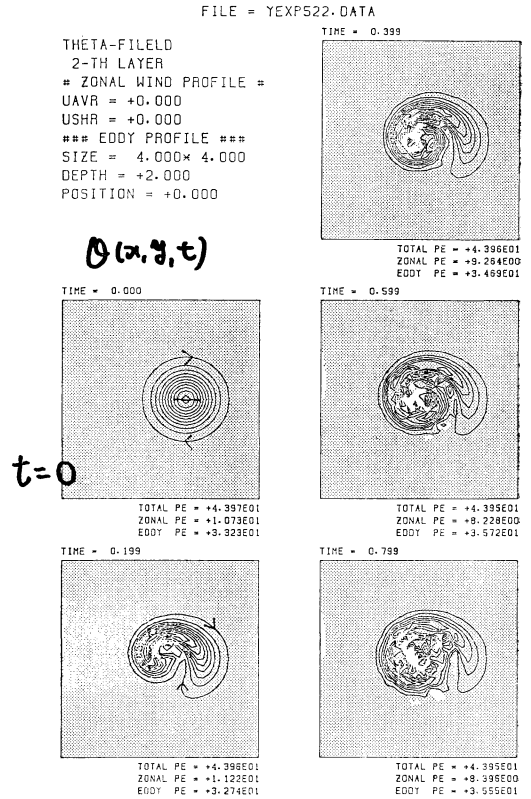
にもかかわらず、雲層程度の鉛直スケールでは、雲生成にともなう温度の非一様による運動が生じているはずだから、そのようなスケールの運動を記述するモデル方程式として、TG は、依然、意味をもたずである。2番目に、そのような観点からのかんたんな数値実験を行った。下層に、固定された Gauss 型の低気圧性の孤立渦 $\Psi(x, y)$ を与えてやり、それとは東に位相のずれた高気圧性の孤立渦型の温位の anomaly $\theta(x, y)$ を上層に与えて (第3図 (a))、その時間発展を見てやる。下層の渦によって、上層の温位の anomaly は、どんどんとリボン状に変形していってしまう (図3 (b))。この形状は、たとえば、大赤斑のまわりに見られる乱れの間



第2図 計算結果



(a)



(b)

第3図

の基本的形状と類似している、と思われる。そのような意味で、このような雲層中に見られる乱れの場は、TGの力学によって、理解される可能性がある。

3. 大赤斑のモデル

しかし、ふりかえて、大赤斑 (GRS) のモデルについては、その鉛直スケールも含めて、再検討が迫られることになる。(ちなみに、当然のことだが、 $D \approx 20$ km とした鉛直スケールを約10倍大きくしてやれば、QGのスケール、 $\hat{S} \sim 1$ となる。)

今までの理論的モデルとして代表的なものを列挙すれば、

- Soliton (Maxworthy & Redekopp, 1976)
- IG-Vortex (Williams & Yamagata, 1984)
- Modon (Ingersoll & Cuong, 1981)
- Vorticity Patch (Marcus, 1988)

が挙げられる。これらは、どれも、地球流体の自由定常解のモデルである。すでに述べた様に、木星型大気の流れの場は、地球大気とは異なって、第1近似では、自由定常流と見なせるから、この点で、すべてのモデルは、妥当である、と言える。

一方、室内実験によって、大赤斑を再現 (mimic) する試みも行われていて、その代表的なものは、Read and Hide (1983, 1984) による傾圧渦の実験、Sommeria *et al.*, (1988) による順圧渦の実験である。木星大気と室内実験とは、あまりにも状況が異なるので、直接的比較はあまり意味がないが、理論と観測を対照させるときの、参考に使することができる。(もっとも、そんな理屈ではなく、とにかく、大赤斑に似たものが、実験室で作れれば、楽しいではないか、とは思うが。)

あるモデルが GRS のモデルとして有効であるかを判定するためには、そのモデルが GRS の主要な特徴を

説明しているかを見る，という手がある (e.g. Read, 1986; 辻村, 1987). しかし，現在提案されているモデルは，ほとんど単に，自由定常流の数学的あるいは実験的解を与えたものにすぎず，赤っぽい色調，寿命などといった GRS の多くの非力学的特徴は，そのモデルの性格上，そもそも説明しえない。したがって，モデルの有効性を判定するには，GRS のもっと力学的な特徴に着目しなければならない。

モデル間の差異を比較してみると，重要となる GRS の力学的特徴は，位相速度 (平均流の上に乗って見て，GRS の中心が動いていく速度) c が GRS を取りまく流れの場の大きさ $U \approx 10^2$ m/s に比べて，ずっと小さい ($Cc \approx -2-3$ m/s i.e. $\ll |U|$) ことである。つまり，GRS は，きわめて定在的な渦である，ということである。上に列挙したモデルのうち，Soliton と IG-Vortex はこの条件を満たさない (実際，両者とも $|c| \gg U$ を仮定して，数学的取り扱いをしている) ので，GRS のモデルとしては，不適当ということになる。

残された候補となるモデル (Modon, Vorticity Patch) は，どちらも，準地衡風渦度方程式の (強非線形の) 定常解

$$J(\Psi, Q) = 0 \tag{3.1}$$

(ここで， Ψ は流線， Q はポテンシャル渦度) を考察したものである。このとき，解は，一般に，汎函数の形で，

$$Q = F(\Psi) \tag{3.2}$$

と書ける。特に，Modon は， Q と Ψ の線形関係を仮定したモデル，Vorticity Patch は，さらに， Q の一様性 (ただし，渦の内部と外部では，異なった値をとる) を仮定したモデルである。このような定式化は，地球流体における孤立渦のふるまいを普遍的に記述するのに有効であると考えられる (例えば，Flierl, 1987) し，渦度場の一様性を仮定したような Marcus (1988) のかんたんなモデルでも，木星大気中の孤立渦の基本的ふるまいを再現している点は，興味深い。

Marcus の数値実験の結果を第 4 図に示す。どの実験も，ポテンシャル渦度 $Q=0$ の場に，一様な渦度の anomaly を与えている。Fig. 1 (左上) は，低気圧性 (下) と高気圧性 (上) の渦を同時に与えた場合。高気圧性渦は安定に残るが，低気圧性渦はくずれてしまう。これは，大部分の孤立渦が高気圧性である，という観測事実と一致している。Fig. 2 (右上) は，2つの高気圧性渦を横にならべた場合。2つは，合体して，1つのよ

P.S. Marcus Vorticity Patch Model

☆ 渦度場の anomaly LETTERS TO NATURE

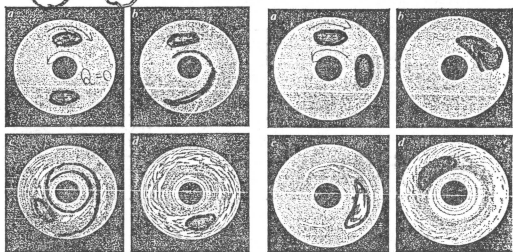


Fig. 1 The ω_0 of two spots superposed with an axisymmetric, azimuthal, uniform ω_0 flow with negative shear. The colour scale follows the order of the spectrum ω_0 : red, $\omega_0 > 0$ is green, and $\omega_0 < 0$ is blue. The time is in units of the turn-around time of the initial spots (defined in the text). $\alpha = 0.0$; $\beta_1 = 0.50$; $\beta_2 = 1.5$; $\alpha = 4.8$.

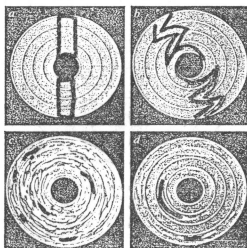


Fig. 3 Rectangular spots of positive and negative ω_0 superposed initially with an axisymmetric, azimuthal, uniform ω_0 flow with a sinusoidally varying shear. The white arrows mark the radii where the shear changes sign. (These are also the extrema of the angular velocity of the azimuthal flow.) $\alpha = 0.0$; $\beta_1 = 0.05$; $\beta_2 = 1.5$; $\alpha = 1.1$.

第 4 図 Marcus の数値実験

り大きな孤立渦となる。事実，大赤斑は，小さな孤立渦をこのような形で吸収しながら，成長しているように思われる。Fig. 3 (左下) は，初期に，矩形型に，高気圧性と低気圧性の一様な渦度の anomaly を与えた場合。低気圧性の渦度場は，消散してしまうが，高気圧性の渦度場は，自発的に，孤立渦を形成する。

しかし，このような単純化された定式化で，どこまで，実際の GRS を理解しうるのだろうか？ その点で，室内実験の結果を参照してみるのには，意味があるかもしれない。(ちなみに，上に挙げたどちらの室内実験も，定在渦を生み出す。) Read (1985) は，実際，数値実験の結果を用いて，Read and Hide による室内実験の状況での流線 Ψ とポテンシャル渦度 Q の scatter plot (第 5 図) を試みている。かなりのちらばりが見られるものの， Ψ と Q が一価の汎函数 (3.2) の関係にある，と言えそうである。このような意味で，広い意味での Modon として，GRS を理解していこうとするアプローチは，有効となりそうである。

Sommeria たちの室内実験は，回転水槽の底に一定間

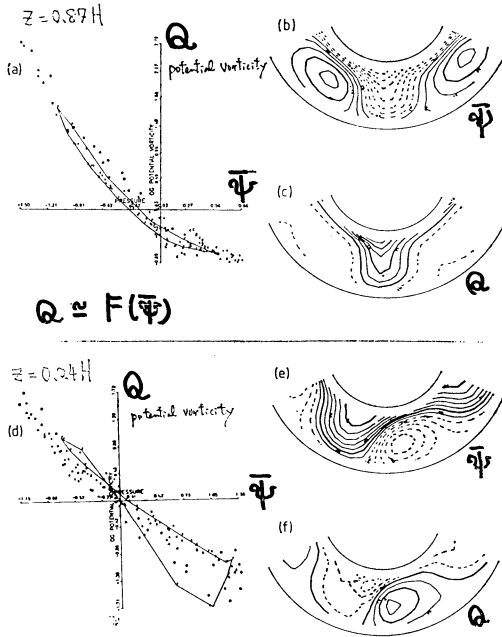


Fig. 14. The correlation of geostrophic stream function Ψ with quasi-geostrophic potential vorticity Q , in a numerical simulation of a steady, axisymmetric, α -resonant $m=4$ flow in a rotating fluid annulus subject to internal heating, sidewall cooling and an insulating inner sidewall (Case D of Read, 1985). Ψ and Q are defined in eqs. 3.12 and 3.25. (a) and (d) show correlograms of Ψ and Q ; (b) and (e) show contour maps of Q (contour interval 0.2×10^{-3}); and (c) and (f) show contour maps of Ψ (contour interval 0.2 sec^{-1}). In values of $r = 0.87R$ and $r = 0.24R$ [(a)-(c)] and [(d)-(f)]. A series of points encompassing one wavelength in azimuth near mid-radius is joined up in order in (a) and (d), showing the closed loop patterns representing the geostrophic advection of potential vorticity (see text and Read et al., 1995).

第5図

隔であけた穴から水を出し入れすることによって、Ekman dumpingの効果を打ち消してやって、偽似的に自由流体の状況を作り出している点で興味深いのだが、scatter plotは、残念ながら、作られていない。

また、最近、DowlingとIngersoll(1988)は、Voyagerの観測から、GRSの流線に沿って、絶対渦度の値がどのように変化するかを調べているが、これをさらに進めて、木星軌道上に、精度の良いsensorを積んだ衛星が回るようになれば、実際の大気データから、scatter plotを作ることも夢ではないかもしれない。

4. むすび

大赤斑はModonではないか、ということ、また、大赤斑や他の孤立斑を取り巻く乱れた流れは、熱地衡風力学によって理解できるのではないか、ということを示唆した。どちらの点についても、今後のくわしい研究が待たれる。

謝辞

第2, 3図の数値実験は、八幡大学の浅田正氏に、特

に、お願いして、行っていただいたものである。ここで、厚く感謝する。

文献

Beatty, J. K., O'Leary, and A. Chaikin, eds., 1982: "The New Solar System", 2nd ed., Cambridge University Press/Sky Publishing Corporation.

J. ビアティ・B. オレアリー・A. チェイキン共編(伊藤謙哉・桜井邦朋監訳):『新・太陽系—パイオニア, ボイジャー...が明かす最新像—』, 培風館

Busse, F. H., 1983: A model of mean zonal flows in the major planets. *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, 23, 153-174.

Dowling, T.E., and A. P. Ingersoll, 1988: Potential vorticity and layer thickness variations in the flow around Jupiter's Great Red Spot and White Oval BC. *J. Atmos. Sci.*, 45, 1380-1396.

Flierl, G.R., 1987: Isolated eddy models in geophysics. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 19, 493-530.

Gehrels, T., and M.S. Matthews, eds., 1984: "Saturn", University of Arizona Press, Tucson.

Hunt, G. E., 1983: The atmospheres of the outer planets. *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.*, 11, 415-459.

Ingersoll, A. P., and P. G. Cuong, 1981: Numerical model of long-lived Jovian vortices. *J. Atmos. Sci.*, 38, 2067-2076.

Ingersoll, A. P., and D. Pollard, 1982: Motion in the interior and atmospheres of Jupiter and Saturn: scale analysis, anelastic equations, barotropic stability criterion. *Icarus*, 52, 62-80.

Marcus, P.S., 1988: Numerical simulation of Jupiter's Great Red Spot. *Nature*, 331, 693-696.

Maxworthy, T., and L. G. Redekopp, 1976: A solitary wave theory of the Great Red Spot and other observed features in the Jovian atmosphere. *Icarus*, 29, 261-271.

森山 茂(編), 1987: 惑星大気, 気象研究ノート, 155.

Pedlosky, J., 1979: "Geophysical Fluid Dynamics", Springer-Verlag.

Read, P. L., 1985: Finite-amplitude, neutral baroclinic eddies and mean flow in an internally heated rotating fluid-1. numerical simulations and quasi-geostrophic "free modes". *Dyn. Atmos. Oceans*, 9, 135-207.

—, 1986: Stable, baroclinic eddies on Jupiter and Saturn: a laboratory analogue and some observational tests. *Icarus*, 65, 304-334.

—, and R. Hide, 1983: Long-lived eddies in

- the laboratory and in the atmospheres of Jupiter and Saturn. *Nature*, 302, 126-129.
- , and —, 1984: An isolated baroclinic eddy as a laboratory analogue of the Great Red Spot on Jupiter. *Nature*, 308, 45-48.
- Sommeria, J., S. D. Meyers, and H. L. Swinney, 1988: Laboratory simulation of Jupiter's Great Red Spot. *Nature*, 331, 689-693.
- 辻村 豊, 1887: 孤立斑とソリトン, 気象研究ノート, 155, 『惑星大気』, pp. 86-111.
- Yano, J.-I., 1987: Rudimentary Considerations of the Jovian atmospheres part I: the depth of motions and the energetics. *J. Meteor. Soc. Japan*, 65, 313-327.
- , 1987 b: Rudimentary considerations of the Jovian atmospheres. part II: dynamics of the atmospheric layer. *J. Meteor. Soc. Japan*, 65, 329-340.
- Weidenschilling's., J., and J. S. Lewis, 1973: Atmospheric and cloud structure of the Jovian planets. *Icarus*, 20, 465-476.
- Williams, G. P., and T. Yamagata, 1984: Geostrophic regimes, intermediate solitary vortices and Jovian eddies. *J. Atmos. Sci.*, 41, 453-478.

「第27回粉体に関する討論会」講演募集

開催月日：平成元年10月18日(水)～10月20日(金)

開催場所：千葉市民会館

〒280 千葉市要町 1-1

TEL 0472-24-2431

討論主題：(1) 粒子分散系・凝集系の性質と応用

(2) 粉体の生成, 物性と新素材

(3) 粉体プロセスと単位操作

(4) 粉粒体一般

なお, 今回は講演時間20分, 討論時間10分の予定ですが, プログラム編成の都合上変更させていただくこともあります。

講演申込締切：平成元年6月30日(金)

申込方法：B5判大の用紙に「第27回粉体に関する討論会申込書」と明記し, ①申込者名, ②所属学

会, ③勤務先(住所, 電話番号), ④連絡先(住所, 電話番号), ⑤演題(討論主題番号明記), ⑥ポスター/口頭発表の希望, ⑦発表者氏名(講演者〇印), ⑧200字程度の要旨を記入し, 下記にお送り下さい。なお, 採択された講演については, 所定の原稿用紙及び執筆要領をお送りします。

予稿原稿締切：平成元年9月1日(火) 必着

講演参加申込先：〒229 神奈川県相模原市相模 1960

職業訓練大学校内

第27回粉体に関する討論会

早川 宗八郎 宛

電話 0427-61-2111