

# 大気・海洋における渦構造のダイナミズム

新野 宏（東京大学大気海洋研究所）

## 1. はじめに

大気・海洋には様々な渦構造が存在する。大気を例にとると、地球上で最も大きな渦は、中緯度の高度 13km 付近に強風軸を持ち、10 日程度で地球を一周するジェット気流である。北極上空から見ると、これは直径約 10,000km に及ぶ巨大な渦である。このジェット気流と深い関係を持つ中緯度の低気圧（温帯低気圧と呼ぶ）は直径数 1000km の渦である。また、夏から秋にかけて日本付近を襲う台風（ハリケーン、サイクロンと同じもので、気象学ではより一般的に熱帯低気圧と呼ぶ）は直径 1000km の渦である。水平スケール数 10km の積乱雲の中には、直径数 km のメソサイクロンという渦ができることがあり、更にはその中では直径数 10m から数 100m の竜巻が発生する。晴れた日の日中、地表面が加熱されて生ずる対流混合層の中には、塵旋風（dust devil）という直径数 m から数 10m の渦が発生する。これらの渦の代表的な時間・空間スケールを図 1 にまとめておく。大気中の渦は、水平スケールにして数 m から 10,000km(=1×10<sup>7</sup>m)まで、時間スケールにして 10s から 10 日(=9×10<sup>5</sup>s)、までの非常に幅広いスペクトルを持っていることがわかる。

このように大気中には様々な渦があるが、大きなスケールの渦と小さなスケールの渦とはその形態に大きな違いがある。温帯低気圧や熱帯低気圧の背丈は、たかだか 15-6km の対流圏界面で抑えられており、その縦横比（鉛直スケールと水平スケールの比）は非常に小さい。いわば、レコード盤のように扁平な渦である。一方、竜巻の鉛直スケールは数 km、塵旋風の鉛直スケールは数 100m から 1km であるが、その水平スケールは上述のように小さく、これらの渦は縦横比の大きい縦長の渦である。渦の時間・空間スケールや形態の違いはその力学にも大きな違いを生み出している。本講義では、大気や海洋の代表的な渦の構造と成因を、その基礎的な力学に基づいて紹介することにした。

## 2. 地衡風と境界層

### 2. 1. 地衡風

最初に、ジェット気流や中緯度の高低気圧など、比較的大きなスケールの渦の力学の基礎について述べておこう。

地球の回転は 1 日に 1 回、角速度にすると  $\omega = 2\pi / 86400\text{s} = 7.3 \times 10^{-5}\text{s}^{-1}$  と非常に小さいため、私達が日常生活で地球の回転の効果を力学的に感ずることは無いといってよいであろう。ところが、私達が住んでいる中緯度の地表面は、(地球の半径が 6400km と大きい) 地軸のまわりを 300m/s 以上の速度で回っている。もしも大気が絶対空間に静止していたならば私達は秒速 300m という想像を絶する風にさらされるであろう。現実には大気も地球とほとんど同じ角速度で回転している。私達が「風」と呼ぶのは、地球の回転に相対的な大気

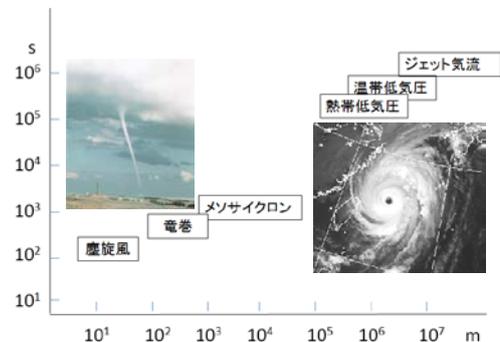


図 1 : 大気中の様々な渦の代表的な時間・空間スケール。縦軸と横軸の単位は秒と m。

の運動のことであり、その大きさは強い台風でもたかだか 50-60m/s で、地球の回転速度に比べて小さい。私達が風を測るのは回転する地球の上からであり、大気はほとんど地球と同じ速さで回転しているので、その運動を記述するには地球と共に回転する座標系を使うのが便利である。ところが、このような座標系は慣性系でないので、運動方程式にはコリオリ力と遠心力という2つのみかけの力が現れる。地球の回転からのずれが小さい場合には、後者は無視でき、前者だけを考慮すれば良い<sup>1)</sup>。また、現実の大気は気体であるが、その風速は音速の 340m/s に比べて十分小さいため、大気の運動における圧縮性の効果は本質的でない（圧縮性の効果は、重力の存在により上空に行くほど大気密度が減少することとして顕れている）。このため、ここでは簡単のために大気を非圧縮流体として取り扱う。このとき、大気の運動を支配する方程式は次の(1)-(5)のようになる。

$$\frac{du}{dt} - 2\Omega v = -\frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \nabla^2 u \quad (1), \quad \frac{dv}{dt} + 2\Omega u = -\frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \nabla^2 v \quad (2),$$

$$\frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} + b + \nu \nabla^2 w \quad (3), \quad \frac{db}{dt} + w \frac{\partial \bar{b}}{\partial z} = \kappa \nabla^2 b \quad (4),$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (5).$$

(1)-(3)はx方向（東向き）、y方向（北向き）、z方向（鉛直上向き）の風速  $u$ 、 $v$ 、 $w$  に対する運動量保存の式で、(4)はエネルギー保存の式を浮力偏差  $b = -g(\rho - \bar{\rho})/\rho_0$  で書き表したもの、(5)は連続の式（質量保存の式で非圧縮を仮定したもの）である。ここで、 $p$ は圧力<sup>2)</sup>、 $\Omega$ は緯度  $\theta$  の大気が運動するとき感ずる地球回転の角速度<sup>3)</sup>、 $\rho$ は密度、 $\bar{\rho}(z)$ は静止状態の密度、 $\rho_0$ は基準密度、 $\nu$ は動粘性係数、 $\kappa$ は拡散係数である。ここで、(1)-(3)で慣性に関わる密度  $\rho$  については基準密度  $\rho_0$  で置き換えるブシネスク近似を用いている。

(1)(2)の左辺第2項がコリオリ力であり、北半球では風速ベクトルの直角右向きに働くことがわかる。ここで、中緯度の高低気圧などにおいては、 $U \sim 30\text{m/s}$  を代表的な風速、 $L \sim 3 \times 10^6 \text{m}$  を代表的な水平スケールとするとき  $du/dt \sim U^2/L \sim (30\text{m/s})^2/3 \times 10^6 \text{m} \sim 3 \times 10^{-4} \text{m/s}^2$ 、 $2\Omega v \sim 2\omega \sin \theta \cdot U \sim 7 \times 10^{-5} \text{s}^{-1} \times 30\text{m/s} \sim 2 \times 10^{-3} \text{m/s}^2$  となり、(1)(2)の左辺の第1項はコリオリ力に比べて1桁小さい。また、右辺最後の粘性項も小さい。このため、(1)(2)における主要な釣り合いは、コリオリ力と圧力傾度となる：

<sup>1)</sup> 遠心力のうち、地球の回転と同じ速さで回転する速度に働く遠心力は重力と区別できないので、通常、重力に含めて扱う。その残りの遠心力のうち、コリオリ力以外の部分は、地球の回転からのずれが小さい場合には無視できる。

<sup>2)</sup> この圧力は、正確には、地球と共に回転する大気に働く遠心力と重力の合力に釣り合う部分の圧力からの偏差を表す。

<sup>3)</sup> 紙数の関係で説明は省略するが、緯度  $\theta$  の大気の運動が感ずる地球の回転角速度  $\Omega$  は  $\Omega = \omega \sin \theta$  となり、北極から赤道に向かって減少し、赤道上で0になる。このため、赤道の真上では、コリオリ力は働かない。脚注 1)-3)の詳細については新野(1998)を参照いただきたい。

$$-2\Omega v = -\frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} \quad (6), \quad 2\Omega u = -\frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial p}{\partial y} \quad (7).$$

このような釣り合いを地衡風平衡という。日本付近では、冬季に西高東低（西に高気圧、東に低気圧）の気圧配置になるが、このとき北風が吹くのは、地衡風平衡がほぼ成り立っていることを示す事例となっている。

一方、(6)(7)の釣り合いが成り立つとき、圧力  $p$  は  $2\Omega\rho_0 UL$  のオーダーである。鉛直速度  $w$  の代表的なスケールを  $W$ 、鉛直方向の代表的スケールを  $H$  とするとき、連続の式(5)から  $W \sim UH/L$  であるので、(3)において  $dw/dt \sim U^2 H/L^2$ 、 $(1/\rho_0)(\partial p/\partial z) \sim 2\Omega UL$  となり、(1)においてコリオリ力に比べて左辺第1項を無視したときに比べて、加速度の項は更に  $(H/L)^2$  のファクターだけ圧力傾度の項よりも小さいことがわかる（低気圧では  $H$  はたかだか 15km であることに注意）。粘性項も同様に無視できるので、(3)式は

$$0 = -\frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} + b \quad (8)$$

となる。このような釣り合いを静水圧平衡という。大気や海洋の大きなスケールの運動では地衡風平衡・静水圧平衡が良く成り立っている。

(6)(7)式の鉛直微分に(8)式を代入すると、

$$\frac{\partial v}{\partial z} = \frac{1}{2\Omega\rho_0} \cdot \frac{\partial b}{\partial x} \quad (9), \quad \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{2\Omega\rho_0} \cdot \frac{\partial b}{\partial y} \quad (10).$$

この式は温度風平衡の式と呼ばれる（非圧縮流体では密度は温度だけで決まるので、 $b$  は温度の単調増加関数であることに注意）。例えば、(10)式は、南から北に温度が下がっている（北ほど密度が大きい）領域では、上空に行くほど西風が強くなることを示すが、ジェット気流の卓越する中緯度では、実際にこの関係が良く成り立っている。また、日本の南岸を東に向かって流れる黒潮を挟んで、水温は南側で暖かく、北側で冷たいが、黒潮の流速は海面で最も強く、深さと共に弱くなる。ここでも、温度風の関係が良く成り立っている。このように水平方向に温度傾度を伴い、高度と共に流速が変化する流れを傾圧流という。一方、水平方向に温度傾度がない流れ（代表的な流れは密度一様な流れ）は、(9)(10)から深さ方向に変化せずに一様である。このような流れを順圧流と呼び、順圧流が深さ方向に一様であることを Taylor-Proudman の定理という。

## 2. 2. 境界層とスピンドウン

ティーカップに入った紅茶に砂糖を入れてスプーンでぐるぐるとかき混ぜると、1-2分で渦は弱まり、紅茶の葉がカップの底の中心にたまった経験をした方も多と思う。ティーカップの中にできた渦は、どうやって弱まったのだろうか？水の動粘性  $\nu$  は  $0.01\text{cm}^2/\text{s}$  である。もし、渦が底や壁からの粘性によって弱まると考

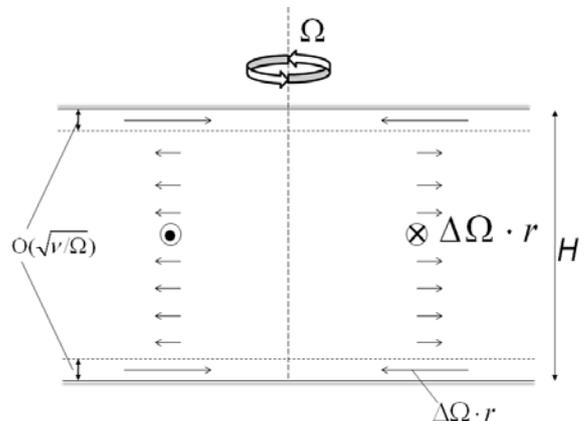


図2：スピンドウンの概念図（山形，1998 を改変）

えると半径  $r=4\text{cm}$  のカップとしても、拡散時間  $r^2/\nu=1600\text{s}\sim 27$  分程度はかかるはずである。

この過程を単純化して考えるために、図 2 のような実験を試みよう。水深  $H$  の円筒容器を角速度  $\Omega + \Delta\Omega$  で剛体回転させ、中の水も剛体回転の状態になった後に、容器の回転角速度をある瞬間に  $\Delta\Omega$  だけ遅くしてやる。このとき、容器と共に回転する座標系から見ると、容器内の水は深さによらず角速度  $\Delta\Omega$  で回転しており、ティーカップと同様、渦の減衰過程を見ることになる。以下の議論は山形(1998)による。

$\Delta\Omega$  が  $\Omega$  に比べて小さければ、底面と上面の近傍を除く「内部領域」では水の運動は順圧の地衡流となり、Taylor-Proudman の定理が成り立つため、深さ方向に一様である。一方、底面と上面の近傍には厚さが  $O(\sqrt{\nu/\Omega})$  のエクマン境界層という回転境界層が生じ、容器との速度の不連続を解消している。内部領域では半径方向にコリオリ力と圧力傾度力が釣り合う地衡風平衡が成り立っているが、境界層の中では摩擦のために回転速度は小さくなり、コリオリ力が小さくなる。一方、境界層内の気圧傾度力は内部領域とほとんど変わらない。このため、境界層内では半径方向内向きに向かう  $O(\Delta\Omega r)$  の流れが生ずる。このとき、質量の保存から、内部領域では  $(\Delta\Omega r\sqrt{\nu/\Omega})/H$  の大きさの外向きの流れが生ずる。この外向きの流れに伴い、角運動量は保存するので、最初半径  $r$  にあった流体は  $\Delta t$  時間後には  $[r + (\Delta\Omega r\sqrt{\nu/\Omega})/H] \Delta t$  へと移動し、角速度は小さくなり、容器の回転数  $\Omega$  に等しくなると期待できる。角運動量保存則  $(\Omega + \Delta\Omega)r^2 = \Omega\{r + [(\Delta\Omega r\sqrt{\nu/\Omega})/H] \Delta t\}^2$  において、 $\Delta\Omega$  は  $\Omega$  に比べて小さいとして  $\Delta\Omega$  の 2 次以上を無視すると、 $\Delta t \sim O(H/\sqrt{\Omega\nu})$  を得る。 $H=4\text{cm}$ ,  $\Omega=1.0\text{s}^{-1}$  を入れると  $\Delta t=40\text{s}$  となり、日常経験するティーカップの渦の減衰時間と整合的であることがわかる（ティーカップの中の内部領域での主要な力学的バランスは、コリオリ力の代わりに遠心力と圧力傾度力が釣り合う旋衡風平衡であるが、減衰の力学は基本的に同様である）。このようなプロセスをスピンドアウンという。

### 3. 順圧不安定

木星や土星の大気では、緯度方向に東風と西風が交互に交代する帯状流構造が卓越しており、その中に、様々な渦構造が存在する。木星の大赤斑（図 3 左）は、現在もその成因は解明されていないが、これらの中でも代表的な渦であり、何らかの帯

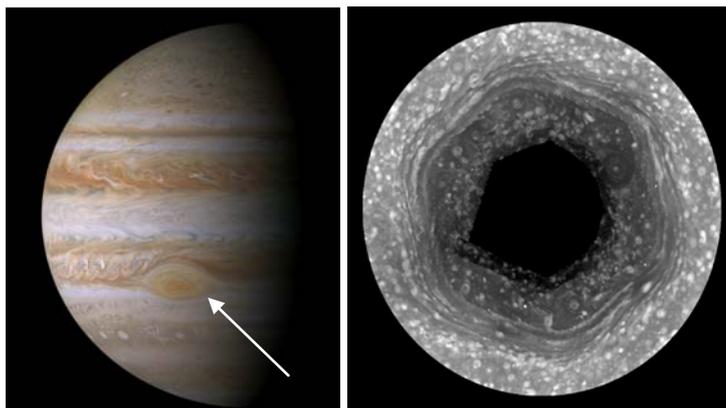


図 3:(左)Cassini が 2000 年 12 月 29 日に撮影した木星の可視画像 ([http://www.ciclops.org/view/79/The\\_Greatest\\_Jupiter\\_Portrait](http://www.ciclops.org/view/79/The_Greatest_Jupiter_Portrait))。帯状流に伴う雲の色の変化と大赤斑(矢印の先)が見られる。(右) Cassini が 2009 年 1 月 3 日に撮影した土星の北極を中心とした可視画像 ([http://saturn.jpl.nasa.gov/files/PIA11682\\_full\\_movie.gif](http://saturn.jpl.nasa.gov/files/PIA11682_full_movie.gif))。

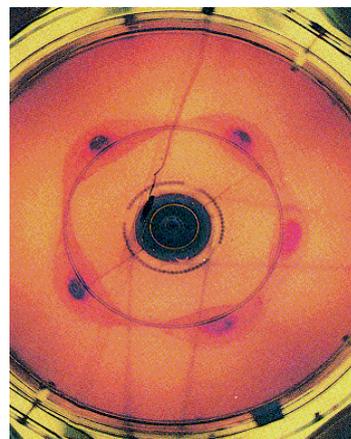


図 4: 室内実験で得られた順圧不安定の渦列(チモールブルーを使った電気分解法で可視化している; Niino and Misawa, 1984)

状流との相互作用がその維持に関わっていると思われる。

図3右はアメリカの惑星探査機 Cassini が 2009 年 1 月 3 日に撮影した画像をつなぎ合わせて、土星の北極から見た大気の様子を示したもので、北緯 77 度くらいに存在する帯状のジェット流が 6 角形に変形している様子が見られる。この 6 角形パターンの成因も今のところ未解明であるが、ジェットの水平シアの不安定によって生ずるとする説も提案されている (Barbosa Aguiar *et al.*, 2010)。

このような水平シアの不安定(地球流体力学では順圧不安定と呼ばれる)は第2節で述べた順圧地衡流の性質を利用して室内実験で調べることができる(Hide and Titman, 1967; Niino and Misawa, 1984)。回転台に載せた円筒水槽に水を満たし、水面に円板あるいは有限幅のドーナツ状の板を載せて回転台の回転角速度  $\Omega$  に比べて小さな回転数  $\Delta \Omega$  で差分回転させる。このとき、内部領域の流れは Taylor-Proudman の定理から深さ方向に一様でなければならないので、回転台に相対的に  $\Delta \Omega / 2$  の角速度で剛体回転することになり、混合層型のシア層か、ジェットが形成される。底面と水面の板の傍にはエクマン境界層が生じて、容器の速度との不連続を解消する。差分回転が大きければ、混合層型のシア層あるいはジェットはシア不安定を起こして定常な渦列を形成する(図4)。このとき、渦の個数は、差分回転を大きくするほど減少することが知られている。

#### 4. 傾圧不安定

中緯度の高低気圧は、規則的な天気変化を作り出し、私達の生活に大きな影響を与えている。これら渦の成因は、南北に温度傾度を伴う中緯度のジェット気流(温度風平衡にある傾圧流)の力学的不安定であることが知られており(Charney, 1947; Eady, 1949)、傾圧不安定と呼ばれる。傾圧不安定も室内実験で調べることができる。

回転台に載せた3重の同心円筒容器を準備し、一番内側の容器に氷水を、一番外側の容器に温水を、中間の円筒に作業流体の水を入れ、可視化のために水面にアルミ粉を浮かべる。回転台が回転していないときには、中間の円筒では、外側の壁で暖められた水が上昇し、内側の壁で冷やされた水が下降する軸対称な流れが生ずる。回転台の回転数が比較的ゆっくりしているときは、流れはやはり軸対称であるが、上層では角運動量を保存しながら内向きに流れるため、上層ほど回転台より速い流れ(すなわち西風)が生じる。温度分布は外側ほど暖かいことから、ジェット気流と似た温度風平衡の流れが形成されることがわかるであろう。ところが、回転台の回転数を更に上げると、軸対称な流れは不安定となって、周方向に時計回りの渦(高気圧に当たる)と反時計回りの渦(低気圧に当たる)が

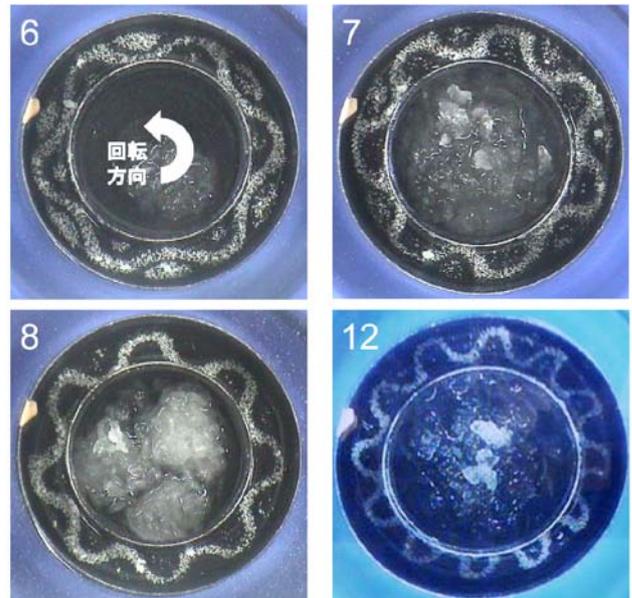


図5：室内実験で得られた傾圧不安定の渦。水深は7cm(波数12の実験では3.5cm)、容器の内径5.0cm、外径7.5cm。内側の容器の温度は0°C、外側の容器の温度は約30°C~約10°C(野口尚史博士(当時東京大学海洋研究所、現在京都大学大学院航空宇宙工学専攻)提供)。

交互に現れるようになる。これを傾圧不安定という。

これらの渦の軸は、上に行くほど西に傾いており、大気中で観測される発達中の高低気圧の軸の傾きと整合的である。更に、これらの渦は、北向きに熱を輸送するだけでなく、運動量輸送によりジェット気流を強める働きをすることも知られている。

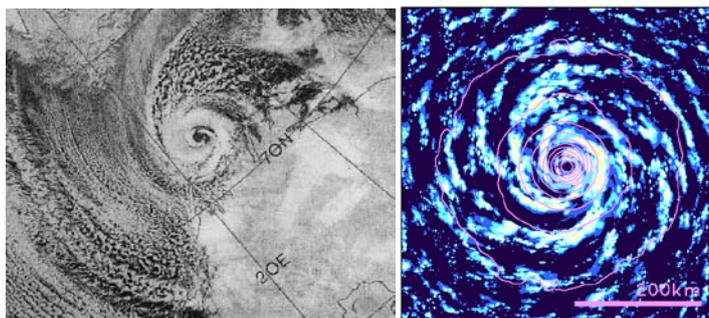


図6:(左)バレンツ海で観測されたポーラーロウ(Nordeng and Rasumussen, 1992)。(右)数値モデルで再現されたポーラーロウ。ピンクは等圧線、白は鉛直方向に積算した水物質の量を表す(Yanase and Niino, 2007)。

## 5. 台風とポーラーロウ

台風は、直径約 1000km の渦 (図 1) であり、大雨と暴風を伴いしばしば大きな被害を生ずる一方、離島などにおいては水資源を提供する貴重な大気擾乱という側面も持っている。台風の発生過程は水平スケールが 10km 程度の積乱雲と直径約 1000km の渦との複雑な非線形相互作用によっているため、現在でも十分に理解されておらず、その発生を数値シミュレーションモデルで再現することも容易ではない。一方、その発達機構については第 2 節で述べたスピンドアウンの過程が重要な役割を演ずることが知られている。

簡単のために、何らかの原因で直径 1000km 程度の弱い渦が熱帯の海の上に生じたとしよう。このとき、図 2 で見たように、スピンドアウンに伴い海面に生ずるエクマン境界層の中では渦の中心に向かう流れが生ずる。中心に集まった流れは、上昇気流となって海面近くの湿った空気を上空に持ち上げる。上空に行くほど気圧は低くなるので、持ち上げられた空気は断熱膨張して気温が下がる。このとき、空気中に含まれる水蒸気の量は変わらないので、湿度が高くなり、やがて 100% に達して、凝結が始まり、雲粒 (微小な水滴) が生ずる。凝結の際には凝結熱が放出されるので、持ち上げられた空気は次第に暖められ、やがて周囲の空気より暖かくなる。こうして、中心付近にはもくもくと高度 15-6km の対流圏界面まで達する活発な積乱雲群が発達する。

ここからは、スピンドアウンと話が異なってくる。積乱雲の中で放出された凝結熱は、中心付近の渦スケールの上昇流を強めるため、エクマン境界層の上の内部領域でも (スピンドアウンと逆に) 中心に向かう流れが生じ、角運動量の保存則により渦は強化される。するとエクマン境界層内で中心に向かう流れも強化される。境界層内の流れは海面から供給された水蒸気を中心付近に運んで上空に持ち上げ、更に積乱雲を発達させる。このような積乱雲と渦との正のフィードバックにより、台風は発達すると考えられている (Charney and Eliassen, 1964; Emanuel, 1986; Rotunno and Emanuel, 1987)

なお、このような正のフィードバックが働くためには、地球の回転の効果が効く緯度  $5^{\circ}$  以上で、水蒸気が豊富な水温  $26.5^{\circ}\text{C}$  以上の熱帯の海でなければならないと考えられており、気候学的な台風の発生場所の分布はこの条件を大まかに満たしている。ところが、1960 年代になって、気象衛星観測が始まると共に、冬の高緯度の海洋上で台風に似たポーラーロウという直径数 100km の渦が存在することがわかってきた (図 6 左)。図 6 右は冬の海の上に、弱い渦を置き、積乱雲をぎりぎり解像できる水平格子間隔 2km の数値モデルでポーラーロウの発達を再現した結果である。衛星観測 (図 6 左) に見られる中心の目とこれ

を取り巻く壁雲と呼ばれる同心円状の積乱雲の塊、スパイラルバンドと呼ばれる螺旋状の積乱雲の集まりが良く再現されている。ポーラーロウには様々な発達機構がある(Yanase and Niino, 2007)が、図6に示したポーラーロウでは台風に似た発達機構が働いているものと考えられる。ポーラーロウでは、海水温は数度Cであり、水蒸気量は少ないが、大気と海洋の大きな温度差により海面から供給される熱のフラックスが大きいことが渦の発達に重要な効果を持っていると思われる。

台風やポーラーロウの中心付近には雲がない目が存在する。台風やポーラーロウの内部領域ではコリオリ力と遠心力の合計が圧力傾度力と釣り合う傾度風平衡がほぼ成り立っているが、回転する風速が最も強いのは海面の上約1km程度であるため、水平一様な静水圧平衡にある気圧場からの気圧偏差は高度約1kmで最も低い。静水圧平衡にある気圧場は運動に影響を及ぼさないことに注意すると、鉛直運動に寄与する気圧偏差の鉛直勾配は中心付近では下向きになっており、弱い下降流が維持される。このため、中心では雲は発達できず、目が形成されると考えられている。下降流域の空気は気圧の高いところへ移動するため断熱圧縮が起き、気温は上昇する。このため、台風やポーラーロウの中心上空には高温の暖気核が形成される(ポーラーロウではこの他にも、南側の暖かい空気を囲い込むことによって中心付近に暖気が残る過程が効く場合もあるとされる)。

## 6. 竜巻と塵旋風

竜巻は地表面近くで最も強い風を吹かせる大気擾乱である。平均的な直径は100m程度であるが、近年開発されたドップラーレーダーという風を測る特殊なレーダーで140m/sを超える風速が観測されている(Wurman, 私信)。図7はドップラーレーダーによって竜巻の中心を通る鉛直断面内の回転速度が観測された例である。竜巻の運動や成因には地球の回転の効果は直接重要ではなく、コリオリ力も影響しない。このため、竜巻の中の水平方向の主要な力の釣り合いは、遠心力と圧力傾度力が釣り合う旋衡風平衡となっている。

竜巻の発生機構は現在も完全には理解されておらず、2009と2010年の春にもアメリカでは大規模な観測プロジェクト(VORTEX2: Verification of Origin of Rotation in Tornadoes EXperiment 2)が行われている。

しかしながら、竜巻が発生しやすい環境についてはある程度理解が進んでいる。すなわち、強い竜巻はスーパーセル(Browning, 1964)という特殊な積乱雲に伴って発生するこ

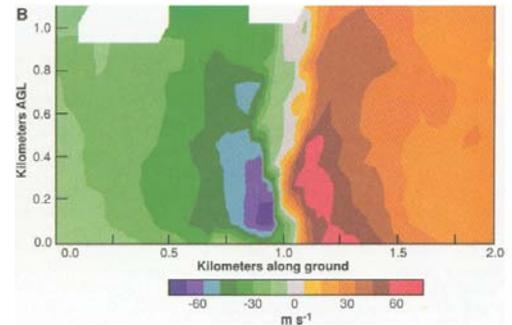


図7：1995年6月3日テキサス州Dimmittの竜巻から3kmにあるドップラーレーダーにより観測された竜巻渦の中心を通る鉛直断面内の回転速度の分布(Wurman et al., 1996)。

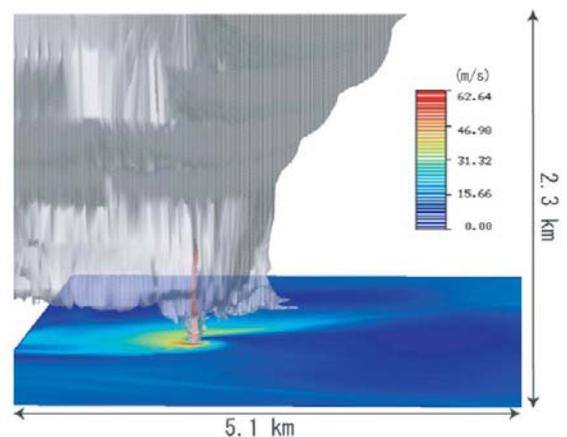


図8：数値モデルで再現された竜巻とスーパーセルの下部を南東側から見たもの。灰色と赤は雲水の混合比が0.1g/kg以上、鉛直渦度が0.6s<sup>-1</sup>以上の等値面を表す。また、カラーシェードは地上5mの水平風速を表す(Noda and Niino, 2010)。

とが多い。スーパーセルは環境場の風向・風速が高度と共に急激に変化する「強い鉛直シア」を持ち、積乱雲の発達の日安となる成層の不安定性も大きいときに発達する。スーパーセルは、鉛直シアに伴う鉛直渦度を自身の上昇気流で立ち上げることにより、雲内にメソサイクロンと呼ばれる直径数 km 程度の低気圧性循環を作り出す。メソサイクロンが形成されると、その反時計回りの循環で雨粒を移流するために、フックエコーと呼ばれる鉤針状の降水分布がレーダーで観測される。また、ドップラーレーダーを使えばメソサイクロンに伴う風速分布が直接観測される。アメリカでは、メソサイクロンやフックエコーが検出されたときに竜巻警報が出されるが、その適中率は 20-40% である。これは、メソサイクロンと竜巻との因果関係が完全には理解されていないことによる。

電子計算機の性能の向上により、最近ではスーパーセルとこれに伴う竜巻までを数値モデルで再現することが可能となっており（図 8 参照; Noda and Niino, 2005, 2010; Mashiko *et al.*, 2009）、その結果の解析から竜巻の発生機構の解明への手がかりが得られつつある。現在行われている VORTEX2 の観測結果との比較検証により、その発生機構の一層の理解が進むことが期待されている。

竜巻によく似た縦長の渦に、塵旋風がある。竜巻は積乱雲などの対流性の雲によって力学的に作られる渦であるのに対し、塵旋風は晴天日の午後、沙漠や裸地上に発達する対流混合層内に発生する渦である。塵旋風についても、数値モデルによる研究が進みつつあり、環境場が水平一様で鉛直渦度が存在しない状態から、対流に伴う水平渦度が立ち上げられて鉛直渦が作られる仕組みが調べられつつある (Ito *et al.*, 2010; Ohno and Takemi, 2010)

## 7. まとめ

大気や海洋中には直径が数 m 以下のものから 10000km に達するものまで、様々なスケールと形態の渦がある。これらの渦が、ジェット気流、温帯低気圧、熱帯低気圧、竜巻、塵旋風などの固有の異なるスケールと形態を持つのは、地球の回転の効果や成層の効果を受ける中で、主要な力のバランスや生成機構が異なっていることを反映している。温帯低気圧は、温度風平衡にある傾圧流（ジェット気流）の不安定で自発的に生ずるが、熱帯低気圧は渦と積乱雲の協力的相互作用によって成長する渦であり、竜巻は鉛直シア流中に生ずる特殊な積乱雲によって力学的に駆動される渦である。塵旋風は、対流混合層内の乱流状態の熱対流により、複雑な非線形相互作用を経て形成される渦である。水平方向の力の釣り合いを見ると、ジェット気流や温帯低気圧では地衡風平衡が、熱帯低気圧では傾度風平衡が、竜巻・塵旋風では旋衡風平衡が成り立っている。これら多様な渦は、互いに相互作用をしながら、地球の気候や災害に影響している。個々の渦の発生・発達・移動・衰弱などの基礎過程とその相互作用にはまだまだ未解明の部分も多く、その解明は、将来の気候や気象災害を予測し、私達が安全で快適な生活を送っていくために不可欠である。

本稿では、主として大気の渦について解説したが、講義では太平洋や大西洋に渡って存在する風成循環（その西側の一部が黒潮やメキシコ湾流に当たる）や、大西洋の深さ約 1000m を漂う Meddy と呼ばれる高温高塩分の渦など、海洋の様々な渦についても紹介したい。

## 引用文献

Barbosa Aguiar , A. C., P. L. Read, R. D. Wordsworth, T. Salter, Y. H. Yamazaki, 2010:, A

- laboratory model of Saturn's North Polar Hexagon. *Icarus*, **206**, 755–763.
- Browning, K.A., 1964: Airflow and precipitation trajectories within severe local storms which travel to the right of the winds. *J. Atmos. Sci.*, **21**, 634-639.
- Charney, J. G., 1947: The dynamics of long waves in a baroclinic westerly current. *J. Meteor.*, **4**, 136-162.
- Charney, J.G. and A. Eliassen, 1964: On the growth of the hurricane depression. *J. Atmos. Sci.*, **21**, 68-75.
- Eady, E.T., 1949: Long waves and cyclone waves. *Tellus*, **1**, 33–52.
- Emanuel, K.A., 1986 : An air-sea interaction theory for tropical cyclones. Part I: Steady-state maintenance. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 585-605.
- Rotunno, R. and K.A. Emanuel, 1987: An air–sea interaction theory for tropical cyclones. Part II: Evolutionary study using a nonhydrostatic axisymmetric numerical model. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 542-561.
- Hide, R. and C.W. Titman, 1967: Detached shear layers in a rotating fluid. *J. Fluid. Mech.*, **29**, 39-60.
- Ito, J., R. Tanaka, H. Niino, and M. Nakanishi, 2010: Large eddy simulation of dust devils in a diurnally-evolving convective mixed layer. *J. Meteor. Soc. Japan.* , **88**, 63-77
- Mashiko, W., H. Niino, and T. Kato, 2009: Numerical simulation of a tornadogenesis in a mini-supercell in an outer rainband of Typhoon Shanshan on 17 September 2006. *Mon. Wea. Rev.* , **137**, 4238-4260 .
- Niino, H. and N. Misawa, 1984: An experimental and theoretical study of barotropic instability. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 1992-2011
- 新野 宏, 1998: 第3章 大気の運動のしくみ, 新教養の気象学, 日本気象学会編, 朝倉書店、pp.31-46.
- Noda, A. T., and H. Niino, 2005: Genesis and structure of a major tornado in a numerically-simulated supercell storm: Importance of vertical vorticity in a gust front. *SOLA*, **1**, 5–8.
- Noda, A. T. and H. Niino, 2010: A numerical investigation of a supercell tornado: Genesis and vorticity budget. *J. Meteor. Soc. Japan*, **88**, 135-159.
- Nordeng, T. E., and E. A. Rasmussen, 1992: A most beautiful polar low: A case study of a polar low development in the Bear Island region. *Tellus*, **44A**, 81–99.
- Ohno, H. and T. Takemi, 2010: Numerical study for the effects of mean wind on the intensity and evolution of dust devils. *SOLA*, **6A**, 5-8.
- Wuman, J., M. Straka and E. N. Rasmussen, 1996 : Fine-scale Doppler radar observations of tornadoes. *Science*, **272**, 1774–1777.
- 山形俊男, 1998: 第18章 回転流体, 流体力学ハンドブック第2版, 日本流体力学会編, 丸善, pp.749-767.
- Yanase, W. and H. Niino, 2007: Dependence of the polar low development on baroclinicity and physical processes: An idealized high-resolution numerical experiment. *J. Atmos. Sci.*, **64**, 3044-3067.