

Title	竜巻の形態と力学(流体力学におけるトポロジーの問題)
Author(s)	新野, 宏
Citation	数理解析研究所講究録 (1991), 769: 186-199
Issue Date	1991-11
URL	http://hdl.handle.net/2433/82340
Right	
Type	Departmental Bulletin Paper
Textversion	publisher

竜巻の形態と力学

気象研 新野 宏 (Hiroshi Niino)

1. 序

竜巻は積雲ないし積乱雲からたれさがる柱状又はろう斗状の雲（ろう斗雲）を伴う激しい上下軸の渦である。積乱雲というのは、地上1~2kmから高度10数kmまでそびえ立つ雄大なモクモクした雲で、夕立などのたたきつけるような激しい雨はほとんどのこの雲によって降る。積乱雲の中には毎秒20mに達するような激しい上昇流がしばしば存在する。大気は平均的には安定な成層をした流体であるがその中に水蒸気を含んでいる為、何らかの原因で地面近くの空気塊が気圧の低い上空へ持ち上げられると断熱膨張をして気温が下がり、温度が10%をこえて水蒸気の一部が細かい水滴雲粒になり始める。水蒸気が水になるときは凝結熱が放出される為、この空気塊は周囲の空気より暖かくなり上昇が加速される。水蒸気が凝結してできた雲粒は強い上昇流によって気温の低い上空へ持ち上げられて氷晶となり、次第に成長して落下し再び溶けて

雨粒となって地表面に到達する。雨粒が落下するときには周囲の空気を下方へひきずり、又雨粒が蒸発することにより気化熱を奪って周囲の空気を冷やす為強い下降流を作り出す。このように積乱雲の運動は水の相変化に伴う熱力学的過程と流体力学的過程が密接に相互作用をするきわめて非線形性の強い対流現象である。

一つの積乱雲の水平スケール L 、鉛直スケール H はそれぞれ $L \sim 20 \sim 50 \text{ km}$ 、 $H \sim 15 \text{ km}$ であり、積乱雲によって生ずる竜巻の水平・鉛直スケールはそれぞれ $L \sim \text{数 } 10 \text{ m}$ 、 $H \sim \text{数 } \text{ km}$ となっている。後者の縦横比 H/L は約10であり、竜巻はたて長の渦であると言える。ちなみに天気図に現れる中緯度の移動性高・低気圧では $L \sim \text{数千 } \text{ km}$ 、 $H \sim 10 \text{ km}$ 、又台風では $L \sim \text{数 } 100 \text{ km}$ 、 $H \sim 10 \text{ km}$ で共に扁平な円板状の渦である。ここで、それぞれの現象に伴う代表的な渦度 ζ を見つめてみると、高・低気圧では代表的な風速 U は 20 m/s として $\zeta \sim U/L \sim 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ となる。地球回転の角速度 Ω は $7 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ なので、 ζ は Ω より小さく高・低気圧の運動は地球の自転に伴う大気の剛体回転に較べて小さいといえる。このような運動に対しては地球の回転の効果としてコリオリの力 (Coriolis force) が支配的となる。次に台風の渦度は $U \sim 70 \text{ m/s}$ として $\zeta \sim 10^{-4} \text{ s}^{-1} \sim \Omega$ となり、やはりコリオリの力は重要である。これに対して、竜巻の渦度は

$U \sim 100 \text{ m/s}$ として $\zeta \sim 1 \text{ s}^{-1}$ であり高・低気圧や台風の渦度に較べて桁違いに大きな値である。この意味において竜巻は大気中で最も激しい渦ということが出来る。又、 $\zeta \gg \Omega$ より、竜巻の力学にとってコリオリの力は重要でないことがわかる。日本の竜巻の統計（光田 寧、1983）によると約80%が反時計まわり、残る約20%が時計まわりであるという。反時計まわりの竜巻が多いのは地球の回転が竜巻の力学にとって重要であるということではなく、竜巻が地球の回転の影響を強く受ける低気圧や台風の圏内で発生することが多く、低気圧や台風の中でも反時計まわりの渦度の集中している前線やレインバンドと呼ばれる帯状の降水帯付近で発生することが多いためであろう。

2. 竜巻の構造

竜巻の構造を風速計などの気象測器によるデータにもとづいて調べることは困難である。例えば、1961年-1982年の日本の竜巻の統計（光田、1983）によると、陸上の竜巻は年間約18個発生する。これは日本全体で見ると一年間に100km四方あたりに0.5個発生する勘定となる。単位面積当りの発生数が最も多い沖縄でも100km四方に6個程度しか発生しない。更に、竜巻の寿命はたかだか数分程度であり、その被害幅と長さは

平均で約3kmと約130mにすぎない。従ってある地点が、被害域に入る確率は沖縄でも5000年に一回と非常に少ない。当然、竜巻の経路内に気象測器が存在する確率も非常に少ないのである。

数少ない竜巻の構造の研究は、16mm映画に記録された竜巻の映像を利用して、ろう斗雲の一部や地上から巻き上げられた物体の運動を追うことにより、風速を求めている場合が多い。現在でもしばしば引用されるHoecker (1960) による1957年4月2日の米国のダラス竜巻の研究では竜巻の中心から約50m、地上75m付近に渦成分の風速のピーク87m/s見いだされている。一方、上昇流のピークは中心の地上50mにあり78m/sの値が得られている。地表面から離れたところでの力学バランスは、遠心力と気圧傾度力がつりあう旋衡風平衡 (cyclotrophic balance) が良い近似となっている。中心の気圧降下は最大風速の2乗に比例し最大風速が70m/sの竜巻では中心での気圧降下は70mbを越える。地表面近くでは、摩擦の効果によって渦成分の風が減速され遠心力が小さくなる為、中心向きの気圧傾度力が卓越し、中心へ吹き込む風が吹く。中心へ吹き込んだ空気は中心近くで上昇流に転ずる。地面近くの空気が湿っていると、気圧の低い中心へ吹き込んだだけで、断熱膨張をして気温が下がり、湿度が100%に近くなる。この

為、少し上昇しただけで雲粒が生ずるようになる。これがろう斗雲である。ろう斗雲の輪郭は気圧の等しい面（等圧面）を表すと考えて良い。実際、前述のダラス竜巻では速度分布から旋衡風平衡を仮定して求めた等圧面の形と観測されたろう斗雲の形は良く一致することが示された（Hoecker, 1961）。

竜巻の一生を観察すると（新野, 1991）、竜巻の発生初期にはろう斗雲は積乱雲の雲底から下向きの短い突起として現れる。このような突起が見える頃には地上でも既に渦が生じている。渦の強まりと共に中心の気圧が下がり、ろう斗雲は下向きに長く垂れてくるようになる。やがて、渦が弱まると共に、ろう斗雲の垂れ下がりの長さも短くなっていく。ろう斗雲の形は竜巻中心での気圧降下の良い目安であり、又同時に風速の強さの目安でもある。

3. 竜巻の発生機構

竜巻の発生機構についてはまだ良く解明されていない部分がある。一般に強い渦が作られる為には、風呂桶の栓を抜いたときに生ずる渦（bath-tub vortex）の場合のように、ゆっくり回転する基本場（回転流）と栓に向かって収束する流れ（収束流）が必要であると考えられる。

竜巻の場合、収束流は積雲や積乱雲の中の上昇流が作り出

すと考えられている。一方、回転場の成因については2通りが考えられている。第1は地形や降水等の影響で地上1 km程度の範囲に局地的な前線（2つの異なった性質の空気が隣合わせになっている場所）が存在する場合である。前線付近では収束性の気流があることが多い為、積雲が作られ易いだけでなく、前線を境にして風向も急変することが多いので、渦度の鉛直成分が大きくなっている。この渦度場を積（乱）雲の上昇流でstretchすることにより、竜巻が生ずる可能性がある。Wakimoto & Wilson (1989) は米国コロラド州における観測から、前線におけるシア流が順圧不安定を生じ渦列ができているところへ積雲が移動してきて、たまたまその渦列の1つと積雲の上昇流がカップリングすると竜巻が発生するという仮説を提出している。

年間800個近く竜巻が発生する米国では、強い竜巻はスーパーセル (Browning, 1964) と呼ばれる強い積乱雲によって発生することが多い。スーパーセルは風向・風速・温度・湿度の鉛直分布がある特別の形をしているときに発生する。スーパーセルの特徴の1つは、何時間にも及ぶ寿命のうちに自分自身の中にメソ低気圧と呼ばれる直径10 km程の回転場を作り出してしまうことである。竜巻はこのメソ低気圧の圏内で発生する。一般に局地前線に伴う竜巻よりもスーパーセルによる

竜巻の方が強いことが多いが、これは前線に伴うものでは積乱雲の運動と地面近くの渦度場の運動が必ずしも一致しないに対し、スーパーセルに伴うものでは両者が一致する為と考えることができる。

4. 竜巻の室内実験

前項で述べたように、おおまかにその生因はわかっているも、具体的にどのような経過を経て竜巻が発生するのか等を調べることはきわめて困難である。例えば、近年電子計算機の性能の向上に伴い、複雑な水の相変化や雪の結晶や雨滴の成長を考慮した積乱雲の3次元数値シミュレーションモデルは、観測との比較に十分耐えうるものが作られてきている。この場合、水平スケール数10kmの積乱雲は、水平方向に64～128km、鉛直方向に15km程度の計算領域の中で格子間隔500～1000mの分解能で再現されている。ところが竜巻の水平スケールはたかだか100mなので、これを表現するためには少なくとも10m程度の分解能が必要である。積乱雲のふるまいに制限を与えないだけの大きな領域をとり、なおかつ竜巻を十分分解できるだけの小さな格子間隔を用いることは現在の計算機の能力を駆使しても容易ではない。

このような事情から、竜巻の力学の研究は室内実験による

ものが先行している。竜巻の室内実験には様々なものがあるが、現在最も実際の竜巻の発生過程に近いモデルと考えられているのはWard (1972) に始まり、Church et al. (1979) によって改良されたものである。実験装置は高さ約2.5m、直径3mの円筒形容器からなる。容器の上端の中心にはファンがあり、容器内の空気を毎秒 V の割合で吸い出すようになっている。又、ファンの直下には鉛直流だけを許すような格子 (honeycomb) がある。ファンの役割は積 (乱) 雲による上昇流をシュミレートすることにある。一方、床面からある高さ ($h=17\sim 61\text{cm}$) までの円筒形容器の外壁は円筒形のスクリーン (虫よけの網を想像してもらえばよい) になっており、このスクリーンは毎分0~11回転までの間で回転できるようになっている。ファンを駆動すると、空気はこのスクリーンを通過して容器内に流入する。スクリーンの上端の高さには中心に半径 $r_0=20\sim 60\text{cm}$ の円形の穴のあいた上ぶたがあり、スクリーンから流入した空気は半径 r_0 まではほぼ水平に流入するようになっている。スクリーンによって与えられる循環 Γ は、前線又はメソ低気圧に伴う循環をシュミレートしていると考えられる。このような室内実験で実現する渦の性質はSwirl ratioと呼ばれる無次元量 $S=r_0\Gamma/2V$ によって強く支配されることがWard (1972) やChurch et al. (1979) によって示された (理論的

には Lewellen (1961) が bath-tub vortex について S が重要なことを示唆していた)。

S が 0、すなわちスクリーンが回転していないときには空気は軸対称にまっすぐ中心へ向かって流入し、上ぶたの穴をぬけてファンへと吸い込まれる。底面の中心軸付近では「はがれ」がおき、中心軸付近はよどみ域となっている。 S が 0.1 程度になるとよどみ域が消滅し、表面が滑らかなロープ状の細かい渦が発生する。更に S を増やすと、細かい渦の上部に vortex breakdown が生じ、breakdown より上では太い乱流的な渦となる。 S の増加と共に breakdown の位置は底面に近づき、 $S \sim 0.3$ では全域が乱流的な太い渦となる。この状態では中心軸上は弱い下降流となり、いわゆる 2-cell 構造を示す。更に S が大きくなり $S \sim 0.4$ では 2-cell 構造の渦が不安定となり、2 個のらせん状の渦が親渦のまわりを回転するようになる。 S が大きくなるにつれて、らせん状の渦は 3 個、4 個、 \dots と数を増していく。

現実の大気中で見られる竜巻にも様々な形態があることが知られており、室内実験にみられる層流的なロープ状の渦、乱流的な太い渦、親渦のまわりを数個の渦が回転する状態のいずれもが観測されている。とりわけ、最後の状態は非常に強い竜巻のみに生ずることが知られており、吸い上げ渦

(suction vortices; Fujita(1971)) と呼ばれる数個の2次渦の下で特に被害が大きくなるといわれている。単純な室内実験によって竜巻に似た性質の渦が再現されることは、現実の竜巻も力学的に類似の状態が発生していることを示唆している。

4. 2-cell渦の安定性

Swirl ratioが大きいときに生ずる吸い上げ渦のような多重渦現象 (multiple vortex phenomena) は、太い2-cell構造をした渦の不安定と考えるのが自然である。渦流の安定性の研究は必ずしも進んでいるとは言えない。Rayleigh (1880) は $[0, V(r), 0]$ で与えられる渦流に生ずる Z によらない2次元擾乱にたいする安定性を調べ、 $\frac{1}{r} \frac{\partial(rV)}{\partial r}$ が単調ならば安定であることを示した。ここで、 r 、 θ 、 z はそれぞれ渦の半径、接線、軸方向の座標を表す。Rayleigh (1916) は更に同様の流れの θ によらない (軸対称) 擾乱に対する安定性を調べ、

$\frac{1}{r^3} \frac{\partial(r^2 V^2)}{\partial r} > 0$ ならば安定であることを示した。Howard & Gupta (1962) は $[0, V(r), W(r)]$ の流れに生ずる軸対称擾乱に対する安定性を調べ、 $\frac{1}{r^3} \frac{\partial(r^2 V^2)}{\partial r} > \frac{1}{4} \left(\frac{\partial W}{\partial r} \right)^2$ ならば安定であることを示した。この条件は密度成層流における安定のための条件、Richardson数 $> 1/4$ (Miles, 1961) に対応する。

しかしながら、3次元擾乱に対する一般的な安定性の基準は $[0, V(r), 0]$ なる流れに対しても存在しないのが現状である。

Rottuno (1978) はよどんだコアが Potential vortex によってとり囲まれた渦、Snow (1978) は渦度を持ったコアが Potential vortex によってとり囲まれた渦の安定性を鉛直方向に構造を持たない2次元擾乱に対して調べた。その結果、周方向の波数が1と2の擾乱は安定となった。この為 Rottuno (1978) はコアで下降流、外側で上昇流を加えてみたところ、今度は波数1、2が不安定化した。このことから、Rottuno (1978) は鉛直流の半径方向のシアもこの不安定を生ずる重要な因子であると推測している。StaleyとGall (1979) は Hoecker (1960) の得た渦成分の風速分布の安定性を調べた。

これらの理論モデルによる安定性の研究は、理想化した基本場の流れについて検討を行っているが、Gall (1983) は実験容器の流れを領域に分割して解析的に求めた風速分布に対して線形安定論を適用し、Swirl ratioが大きくなるにつれて多重渦の数が増える等の擾乱のふるまいを得ている。

Rottuno (1984) は3次元数値モデルによって室内実験の結果をより現実的にシュミレートし軸対称な2-cell渦に生ずる有限振幅の擾乱のふるまいを調べている。数値実験では、波数2の多重渦構造が実現し、擾乱の軸は高さと共に親渦の回転方

向と逆に傾いていた。擾乱の移動速度は親渦の回転速度の約半分であった。数値計算では計算上の制約から底面の境界条件としてfree-slipを仮定しているにもかかわらず、得られた擾乱の特徴は室内実験で見られる多重渦の性質とよく一致している。このことは、擾乱の発生に底面境界層付近の鉛直シアよりも境界層外の水平シアが重要であることを示唆している。ちなみに吸い上げ渦の真下での気圧降下は中心軸上での気圧降下の約1.5倍（室内実験では2～3倍（Snow et al., 1980））であり、渦成分の最大風速は親渦のそれに加えて15%増であった。

コアで下降流で渦成分の風速小、その外側で上昇流で渦成分の風速大、という2-cell渦に伴う風速分布に伴う渦糸を考えると、渦糸はコアの外縁付近では高さと共に渦の回転方向とは逆方向にらせん状に回転している。室内実験や数値実験の結果は最も増幅率の大きい擾乱はその軸が基本場の渦糸の方向を向いている（Maslowe, 1974; Rottuno, 1984）ものであるという解釈と矛盾しない。

5. まとめ

竜巻の力学的な特徴について概説してきた。竜巻の発生には積（乱）雲の上昇流と大気下層の水平スケール10km程度の

渦度場がカップリングすることが重要であると考えられているが、観測や数値実験の困難さから、これらの条件が整ったときに具体的にどのような経過をへて直径100m程度の強い渦が作られるかは解明されていない。

「流体力学におけるトポロジーの問題」の研究集会と言うことで、竜巻渦の形態の変化についても紹介した。室内実験で見られる渦の様々な形態はいずれも実際の竜巻の形態として観測されるものである。同じ竜巻でも層流的に見える滑らかなロープ状の渦と乱流的な太い渦が見られることは、回転による乱流の抑制という見地からも興味深い。強い竜巻に伴って現れる吸い上げ渦の発生は、鉛直成分と渦成分が半径方向の勾配を持った流れの3次元擾乱に対する不安定と考えられる。

文献

- Church, C. R., J. T. Snow, G. L. Baker and E. M. Agee (1979),
J. Atmos. Sci., 36, 1755-1776.
- Hoecker, W. H. (1960), Mon. Wea. Rev., 100, 167-180.
- Hoecker, W. H. (1961), Mon. Wea. Rev., 89, 533-542.
- Howard, L. N. and A. S. Gupta (1962), J. Fluid Mech., 14,
463-476.

Lewellen, W.S. (1962) , J. Fluid Mech., 14, 421-432

Maslowe, S.A. (1974) , J. Fluid Mech., 64, 307-317.

Miles, J.W. (1961) , J. Fluid Mech., 10, 496-508.

光田 寧 編 (1983) : 竜巻など瞬発性気象災害の実態とそ
の対策に関する研究. 昭和57年度科学
研究費補助金 (自然災害特別研究)
研究成果報告書、 124pp.

新野 宏 (1991) : 1990年10月9日の遠州灘のたつまき、
天気、38

Rayleigh (1880) , Proc. London. Math. Soc., 11, 57-70.

Rayleigh (1916) , Proc. Roy. Soc. London, A93, 148-154.

Rottuno, R. (1978) , J. Fluid Mech., 87, 761-771.

Rottuno, R. (1984) , J. Atmos. Sci., 41, 283-298.

Snow, J.T. (1978) , J. Atmos. Sci., 35, 1660-1671

Snow, J.T., C.R. Church and B.J. Bahnhart (1980) ,
J. Atmos. Sci., 37, 1013-1026.

Staley, D.O and R.L. Gall (1979) , J. Atmos. Sci., 36,
973-981.

Ward, N.B. (1972) , J. Atmos. Sci., 29, 1194-1204.