

強い渦の流速分布-バスタブ渦の2つのレジームについて-

雪本真治・*新野 宏 (東大・海洋研)・野口尚史(京大院・工)・木村龍治(放送大)・Frederic Moulin (IMFT)

1. はじめに

竜巻や塵旋風などに代表される大気中の強い渦の接線速度の半径分布は、剛体回転をする渦核の外側が角運動量が一定のポテンシャル渦になっているランキンの複合渦でモデル化されることが多い。これは、渦核の外側では、渦核に向かう半径方向の流れがあり、遠方から角運動量が保存されながら流入しているという考えに基づいている。しかしながら、近年可搬型ドップラーレーダーによる竜巻の速度分布の観測によれば(Wurman & Gill, 2000)、竜巻の渦核の外側の角運動量は中心から離れるにつれ増加していることが指摘されている。

本研究では、大気中の強い渦における接線速度の分布の決定の仕組みを理解するために、回転円筒内に生ずるバスタブ渦を室内実験、数値実験、境界層理論により調べた。バスタブ渦については、古くから多くの研究があるが、その接線速度の分布の決定機構やこれに果たす底面境界層の役割は十分に理解されていない。

2. 室内実験

角速度 Ω で回転する半径 $R=20\text{cm}$ の円筒水槽に平均水深 18cm の水が入っている。底面中心にある直径 2.5cm の穴から流量 Q で水を抜き、同量の水を側壁の上部にあるスポンジを通して水槽に水を戻すことにより定常な渦を実現した。水平速度の分布はPIVにより求めた。

様々な Q と Ω に対して角運動量の半径分布を調べたところ、 Q が大きく Ω が小さいときには、渦核の外で角運動量が一定となるポテンシャル渦(レジーム I)が実現した。一方、 Q が小さいか Ω が大きいときには、ポテンシャル渦ではなく、角運動量が半径と共に増加する渦(レジーム II)が実現することがわかった。

3. 数値実験

更に詳しい角運動量や (r, z) 平面内での流線の情報を得るために、円筒座標系の軸対称の数値モデルを用いた数値実験を行った。境界条件は、中心軸上でstress free、上蓋はfree-slip、底面と側壁はno-slipで角速度 Ω で回転しているとし、水面の変形は無視した。

数値実験の結果は、定常状態への時間変化も含めて、室内実験の結果を良く再現した(図略)。図1は渦核の外縁に近い半径 4cm のところにおける角運動量を側壁における角運動量で無次元化した値を (Q, Ω) 平面上に示したものである。室内実験と同様、 Q が大きく Ω が小さいときには角運動量がほぼ一定のレジーム I、 Q が小さいか Ω が大きいときには渦核の外縁では側壁に比して角運動量が大きく減少するレジーム II が実現していることがわかる。

図2は (r, z) 平面内の流線と底面から 10cm の高さでの角運動量の半径分布を示したものである。レジーム I (図2a,b) ではほとんどの流線は内部領域を渦核の半径まで流入するため、内部領域では角運動量一定の分布が実現する。一方、レジーム II (図2c,d) ではほとんどの流線は側壁から余り離れないうちに底面境界層に流入し、内部領域では半径方向の流れがなくなっている。このため内部領域ではポテンシャル渦が実現しないことがわかる。

4. 境界層理論

数値実験の結果は渦の構造が底面境界層に強く支配されていることを示している。そこで、ポテンシャル渦の

底面に形成される境界層の特性を境界層理論により調べた。

境界層近似を施した軸対称な円筒座標

系の方程式において、底面と側壁は角速度 Ω の剛体回転、内側境界は開放、上端ではポテンシャル渦に近づくという境界条件の下に、時間積分により定常解を求めた。このようにして求めた境界層解は、前節の数値実験で求めたレジーム I の底面境界層の構造とよく一致し、境界層を通した半径方向内向きの流量 Q_b は $2\pi R^2(\nu\Omega)^{1/2}$ でスケールされ、半径が小さくなるにつれて単調に増加することがわかった。ここで R は円筒の内径、 ν は動粘性係数である。

今回の実験では、 Q_b の最大値 $Q_{b\max}$ は流出口の半径(数値実験では無次元半径で 0.125)のところで実現し、 $Q_{b\max}=0.88\times 2\pi R^2(\nu\Omega)^{1/2}$ で与えられる。従って、内部領域で流入が可能でポテンシャル渦が実現するためには

$$Q > 0.88 \times 2\pi R^2(\nu\Omega)^{1/2} \quad (1)$$

である必要があると考えられる。図1に曲線で示したのは $Q=0.88\times 2\pi R^2(\nu\Omega)^{1/2}$ の関係である。(1)式の基準は2つのレジームを非常に良く分離していることがわかる。

底面が回転していない場合についても、同様の研究を行ったところ、(1)式に当たる基準は同じ形で与えられるが、定数 0.88 が 30% ほど大きくなることが示された。

5. まとめ

バスタブ渦の渦核の外側の接線速度の半径分布は、ポテンシャル渦になる場合(レジーム I)と、ならない場合(レジーム II)の2通りがあることがわかった。2つのレジームのうちどちらが実現するかは、側壁から流入する流量 Q とポテンシャル渦の底面に生ずる境界層流量の最大値 $Q_{b\max}$ との大小により決まることがわかった。

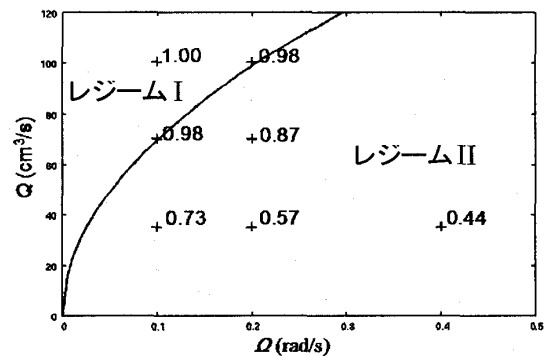


図1: 数値実験で実現した半径 4cm の角運動量を (Ω, Q) 平面に側壁の角運動量で無次元化して表したものである。緑線は(1)式。

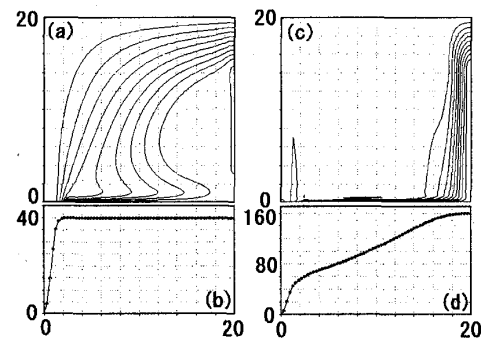


図2: $r-z$ 平面内の流線(a,c)と底面から 10cm における角運動量の半径分布(b,d)。(a,b)は $\Omega=0.1\text{ rad/s}$, $Q=100\text{ cm}^3/\text{s}$ 、(c,d)は $\Omega=0.4\text{ rad/s}$, $Q=33\text{ cm}^3/\text{s}$ 。