

## 吸い込み渦の構造と力学：底面境界層の重要性

## Dynamics and Structure of a Bathtub Vortex: Importance of the Bottom Boundary Layer

雪本真治, 東大・海洋研(現在: 三菱 UFJ ニコス株式会社), 〒164-8639 東京都中野区南台.

○ 新野 宏, 東大・海洋研, 〒164-8639 東京都中野区南台, E-mail: niino@ori.u-tokyo.ac.jp

野口尚史, 京大院・工, 〒606-8501 京都市左京区吉田本町

木村龍治, 放送大学, 〒261-8586 千葉県美浜区若葉 2-11

フレデリック・ムーラン, トゥールーズ流体力学研究所, トゥールーズ 31400, フランス

Shinji Yukimoto, Ocean Research Institute, The University of Tokyo, Nakano 164-8639, Tokyo.

Hiroshi Niino, Ocean Research Institute, The University of Tokyo, Nakano 164-8639, Tokyo.

Takashi Noguchi, Graduate School of Engineering, Kyoto University, Kyoto 606-8501.

Ryuji Kimura, The Open University of Japan, Chiba 261-8586.

Frédéric Moulin, Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (IMFT), 31400 Toulouse, France.

A bathtub vortex in a cylindrical tank rotating at a constant angular velocity  $\Omega$  is studied by a laboratory experiment, a numerical experiment and a boundary layer theory. When the volume flux  $Q$  is large and  $\Omega$  is small, a vortex in which angular momentum is constant outside the vortex core is formed (Regime I). When  $Q$  is small or  $\Omega$  is large, however, one in which the angular momentum decreases with decreasing radius occurs (Regime II). When the ratio of  $Q$  to the theoretical boundary-layer radial flux  $Q_b$  (scaled by  $2\pi R^2(\nu\Omega)^{1/2}$  for a potential vortex) at the radius of the drain hole is larger than a critical value (of order 1), the radial flow in the interior exists at all radii and Regime I is realized. When the ratio is less than the critical value, the radial flow in the interior nearly vanishes inside a critical radius and almost all of the radial flux occurs in the boundary layer, resulting in Regime II.

## 1. はじめに

大気中の強い渦の接線速度の半径分布は、渦核の外側で角運動量一定のランキン複合渦<sup>1)</sup>でモデル化されることが多いが、近年の竜巻の速度分布の観測<sup>2)</sup>によると角運動量は一定とはいえない。本研究では、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、これまで多くの研究<sup>3-7)</sup>があるが、接線速度の分布の決定の仕組みやこれに果たす底面境界層の役割は適切に理解されていない。

## 2. 室内実験

角速度 $\Omega$ で回転する半径40cmの円筒水槽に深さ18cmの水を入れ、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で定常な渦を実現した。実験の結果、 $Q$ が大きき $\Omega$ が小さいときに定常な渦を実現した。実験の結果、 $Q$ が大きき $\Omega$ が小さいときには、渦核の外で角運動量が一定の渦(レジームI)、 $Q$ が小さいか $\Omega$ が大ききときには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

円筒座標系の軸対称の数値モデルを用いて、角運動量や $(r,z)$ 平面内での流線などの詳しい分布を調べた。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 $\Omega$ で回転しているとした。水面の変形は無視した。

Fig. 1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、レジームI (Fig. 3a,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して角運動量一定の分布が実現するが、レジームII (Fig. 3c,d)ではほとんどの流線は境界層に流入し、内部領域では半径方向の流れがなくなっている。

## 4. 境界層理論

角運動量が半径に依らないポテンシャル渦の下に形成される底

面境界層の流量は、境界層理論から、 $R$ を円筒の内径、 $\nu$ を動粘性とすると $2\pi R^2(\nu\Omega)^{1/2}$ でスケールされる。渦核の外縁の半径における流量 $Q_{\max}$ は本実験の場合、 $0.88 \times 2\pi R^2(\nu\Omega)^{1/2}$ と与えられるので

$$Q > Q_{\max}, (1)$$

がポテンシャル渦が実現する基準となる。この結果は、室内実験・数値実験の結果を良く説明する (Fig. 2)。

## 参考文献

- (1) Rankine, W.J.M., A Manual of Applied Physics. 10th Ed., Charles Griffin and Company, (1882) 633pp.
- (2) Wurman, J., and S. Gill, Mon. Wea. Rev., 128, (2000) pp.2135-2164.
- (3) Lewellen, W. S., J. Fluid Mech., 14, (1962) pp.420-432.
- (4) Turner, J. S., J. Fluid Mech., 25, (1966) pp.377-400.
- (5) Lundgren, T.S. J. Fluid Mech., 155, (1985) pp.381-412.
- (6) Echavez, G and E. McCann, Exp. Fluids, 33, (2002) pp.414-421.
- (7) Andersen, A. et al., J. Fluid Mech., 556, (2006) pp.121-146.

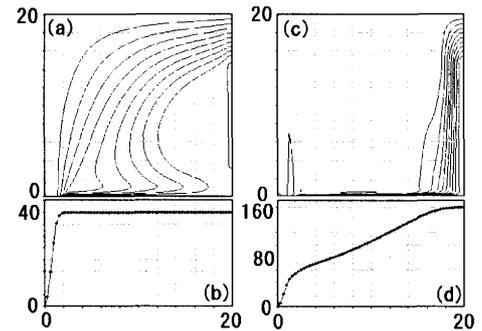


Fig. 1 The streamlines in the  $r$ - $z$  plane (a and c) and radial profiles of angular momentum at the mid-depth (b and d). For (a) and (b),  $\Omega = 0.1$  rad/s and  $Q = 100$  cm<sup>3</sup>/s, and for (c) and (d),  $\Omega = 0.4$  rad/s and  $Q = 33$  cm<sup>3</sup>/s.

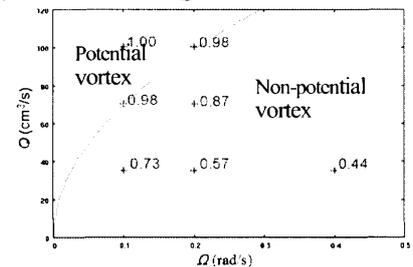


Fig. 2: The angular momentum at  $r=4$ cm scaled by that at the sidewall on the  $\Omega$ - $Q$  plane as obtained from the numerical experiment. The green curve shows the criterion given by (1).