

中央大学理工学部 正員 池永 均
 北見工業大学 正員 内島 邦秀
 中央大学理工学部 学員○大東 淳一

中央大学理工学部 正員 山田 正
 中央大学大学院 学員 笠井 雅広

1. はじめに 河川が湾や湖に流入する時、その流入部付近の流れは一般にフルード数が小さく、流入後は湖床上のせん断応力やスケールによってはコリオリ力の影響を受けて複雑な挙動をする。これまでに著者らは、常流で水域に流入する場合（以下噴流）に関して、フルード数、レイノルズ数、ロスビー数の条件を変えて数値解析及び模型実験を行ってきた¹⁾。本研究は噴流出口のフルード数が非常に小さい場合のその後の流れの挙動に関して実験を行い、流れの基本的特性を明らかにすることを目的としたものである。

2. 数値解析 基礎方程式を表1に、解析結果を図2に示す。Frが非常に小さい場合、水域に流入した噴流は蛇行しながら進み、水平方向への大きな拡散は起こっていない。またFrが大きくなるにつれ蛇行は起こりにくくなり、Fr>1では噴流は安定した流れとなる。フルード数Fr=0.07、ロスビー数Ro=0.63、エクマン数E=0.13の回転場での噴流の挙動は、非回転場の挙動と比較して大きな違いはない。

3. 実験内容及び方法 本研究では表2に示す条件で2種類の実験①、②が行われた。①(RUN1)~(RUN2) 噴流流速のみを変え、フルード数Frによる噴流の挙動の違いを明らかにする。さらに数値解析の結果と比較し考察する。②(RUN3)~(RUN6) 回転数のみを変え、ロスビー数Roによる噴流の挙動の違いを明らかにする。本実験で用いた水槽は200cm×200cmの正方形で深さ30cmであり、水槽全体は回転台の上に設置されている（図1）。噴流流速は回転がない状態でトレーサ先端が噴流出口から10cm地点に達するまでの平均流速である。また、ストローハル数Sは流れの非定常性を表すパラメータでS=nL/V（n：噴流蛇行の振動数）となる。

4. 実験結果 図3は実験①のFrの違いによる噴流の挙動を表している。1)Fr=0.07(RUN1)の場合 噴流は噴流出口から10cm地点まで蛇行せずに進む。そこで最初の渦が形成され噴流は左右の対称性を崩し、蛇行を開始する。この場合の蛇行の水平方向への拡散はそれほど顕著に見られない。このとき渦が噴流軸に沿って交互に

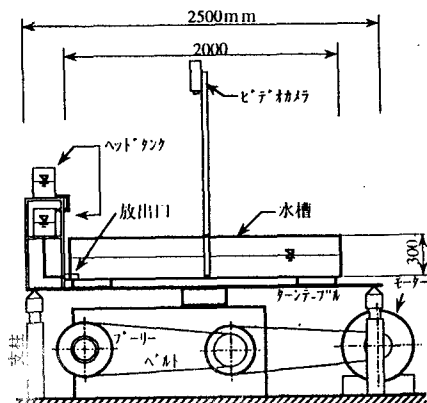


図1 回転水槽概略図

表1 基礎方程式

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} &= -g \frac{\partial \zeta}{\partial x} + A_x \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + A_y \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{1}{\rho} \frac{1}{\zeta+h} \{ \tau_x(\zeta) - \tau_x(-h) \} + fV \quad (1.1) \\ \frac{\partial V}{\partial t} + U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial y} &= -g \frac{\partial \zeta}{\partial y} + A_x \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + A_y \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{1}{\rho} \frac{1}{\zeta+h} \{ \tau_y(\zeta) - \tau_y(-h) \} - fU \quad (1.2) \\ \frac{\partial \zeta}{\partial t} + (\zeta+h) \frac{\partial U}{\partial x} + (\zeta+h) \frac{\partial V}{\partial y} + U \left(\frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\partial h}{\partial x} \right) + V \left(\frac{\partial \zeta}{\partial y} + \frac{\partial h}{\partial y} \right) &= 0 \quad (1.3) \end{aligned}$$

U, V : 水平方向の断面平均流速
 A_x, A_y : 渦動粘性係数
 f : コリオリ係数
 $\tau(\zeta)$: 風による水面せん断応力
 $\tau(-h)$: 底面せん断応力

$$U = \frac{1}{\zeta+h} \int_h^\zeta u \, dz \quad V = \frac{1}{\zeta+h} \int_h^\zeta v \, dz$$

表2 実験条件

		水深 h(cm)	噴流流速 v(cm/s)	フルード数 Fr	レイノルズ数 Re	回転周期 T(s)	ロスビー数 Ro	エクマン数 E
①	RUN1	1	2.3	0.07	230	-	-	-
	RUN2	1	10	0.32	1000	-	-	-
②	RUN3	1	2.3	0.07	230	60	0.12	0.05
	RUN4	1	2.3	0.07	230	150	0.29	0.13
	RUN5	1	2.3	0.07	230	320	0.58	0.25
	RUN6	1	10	0.32	1000	320	2.5	0.25

Re=VL/ν（代表流速V:噴流流速、代表スケールL:噴流幅=1cm）
 Ro=V/2ωL（代表流速V:噴流流速、代表スケールL:噴流の広がる最大スケール=1m）
 E=ν/2ωL²（代表スケールL:噴流幅=1cm）

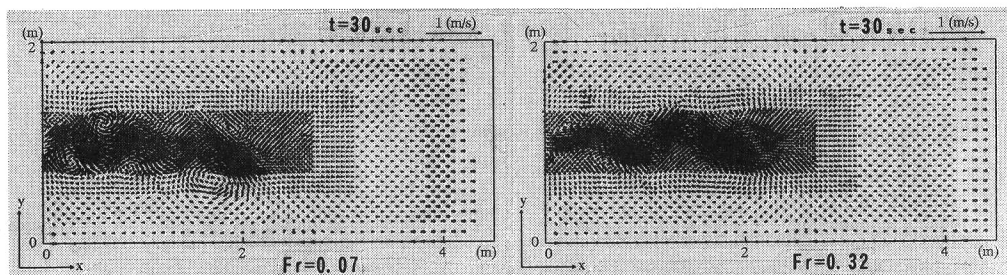


図2 数値解析によるフルード数の違いに対する噴流の挙動の違い

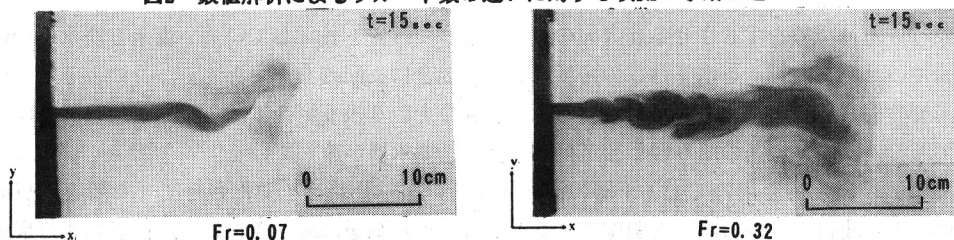


図3 実験によるフルード数の違いに対する噴流の挙動の違い

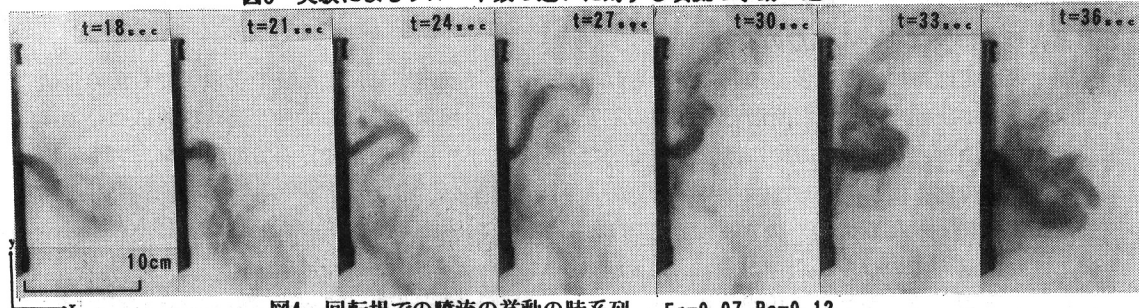


図4 回転場での噴流の挙動の時系列 $Fr=0.07$ $Ro=0.12$

規則的に発生し、発生後は移動速度を落として噴流出口から30cm地点あたりで周囲の流体に拡散し始める。

2) $Fr=0.32$ (RUN2)の場合 $Fr=0.07$ (RUN1)の場合と同様に、噴流は蛇行する。 $Fr=0.07$ の場合と比較すると蛇行の概形は類似しているが全体的に水平方向への拡散が大きい。解析の結果と比較すると、蛇行の概形はスケールには違いはあるが類似している。水平方向への拡散は実験の結果の方が比較的早い段階で起こっている。

図4は実験②(RUN3)の時系列である。噴流は噴出した瞬間、回転効果により噴流軸方向に対して右に曲げられるが、その後左に曲がり、以後振動を繰り返す。既に噴出したトレーサも塊となって全体的に振動する。本実験(RUN3)の場合、振動の周期は約16秒で、ストローハル数 S は代表スケールを噴出幅とすると0.03である。

$Ro=0.29$ (RUN4)、 0.58 (RUN5)、 2.5 (RUN6)の場合に関しても同様に実験を行ったが、 Ro が大きくなるにつれ振幅は小さくなった。また回転周期が長くなるにつれ振動周期は長くなり、振動数は小さくなった。

5. まとめ 1) 噴流出口の Fr が非常に小さい噴流はせん断不安定のため交互に渦を発生させつつ蛇行しながら進む。2) 実験の結果は、数値解析の結果と同様に噴流の水平方向への拡散は小さく、数値解析の結果より噴流出口に近い位置で拡散することが確認できた。3) 回転効果が加わった場合は噴流は噴出方向に対して大きく左右に揺動する。 Ro が大きくなるにつれ揺動の振幅は小さくなり、回転周期が長くなるにつれ振動数は小さくなる。

参考文献 1) 池永均、山田正、内島邦秀、寺本康宏、笠井雅広：土木学会第50回年次学術講演会概要集2-A, pp. 330-331, 1995

謝辞 本研究の遂行に当たり、文部省科学研究費試験研究(b)(1)(代表 山田 正)を受けている。ここに記して感謝の意を表す。