

開水路キャビティーせん断層の乱流構造と組織渦の発生機構

Turbulent Structure and Generation Mechanism of Coherent Vortex in Cavity Shear Layer of Open-channel Flows

榑津家久*・門田章宏**・高津昌夫***・井上 憲****

By Iehisa NEZU, Akihiro KADOTA, Masao TAKATSU and Ken INOUE

Turbulence measurements in and over the cavity of open-channel flows were conducted by making use of a two component fiber-optic laser Doppler anemometer (FLDA). Mean Structures in the cavity shear layer were examined in detail and it was revealed that the turbulent structures depended on the length of cavity significantly.

The visualization of coherent vortices was carried out by the use of dye injection techniques, and the characteristics of coherent and unstable vortices around separation point were clarified by means of unstable analysis. The fundamental frequency was determined and instability of coherent vortices was examined.

Keywords : *cavity flow, visualization, coherent vortices, unstable analysis, fundamental frequency*

1. はじめに

実際の河川においては、河床波、蛇行などの自然的な要因や、堰、ゲート、トレンチなどの人工的な要因によって不連続な境界が形成される。そのなかでもトレンチは流送土砂制御の目的で設置されているだけでなく、多自然型河川工法の一つとして設置され、「瀬・淵」の水工設計に必要となる。また、これに類似する流れ場を形成するワンドも、環境にやさしいという観点から、近年非常に注目されている。一方、水理学的にみても、開水路キャビティー流れは、剥離せん断層の発達、組織渦の発生・発達・崩壊、あるいは逆流域、死水域の存在といったような複雑な乱流場を形成し、非常に興味深い局所流となる。

Knisely & Rockwell(1982)¹⁾は、下流衝突端のあるキャビティー流れにおいてLDAを用いた乱流計測とともに、水素気泡法により組織渦の可視化を行った。その結果、キャビティー上流端から発生する剥離渦が下流端に衝突する位置は規則的に変化することを指摘した。八木(1984)²⁾は、染料注入法を用いて可視化実験を行い、組織渦の不安定性について検証した。彼は、凹部上流端で剥離した流れによって形成される不安定波のピーク周波数が、主流速、凹部長さ、せん断層の厚さによって変化することを指摘した。最近では、藤田ら

* 正会員 工博 京都大学工学部助教授 環境地球工学教室
(〒606 京都市左京区吉田本町)

** 学生員 工修 京都大学大学院 土木工学専攻

*** 学生員 京都大学大学院 環境地球工学専攻

**** 学生員 京都大学工学部 土木工学科

(1994)³⁾が、濃淡画像相関法(PIV)を用いた画像処理により、キャビティー内部の二次元流速場を計測するとともに、LESによる数値計算によってキャビティー内部の流速場を再現することを試みている。

以上のように、従来の研究により、組織構造がいくらか解明されつつあるが、凹部の形状比や流量を系統的に変化させているような統計量を取り扱っているものは少ない。そこで本研究では染料を用いた可視化実験と、ファイバーレーザー流速計(FLDA)による乱流計測を行い、平均流特性、乱れ特性等について検討し、キャビティー端部から発生する組織渦の不安定性について考察する。

2. 実験装置および実験方法

本実験で使用した水路は、長さ10m、幅50cm、側壁高さ56cmの直線水路である。キャビティーの凹部形状は、全面にわたってペンキ塗りされた鉄板を角材により底上げすることにより作成した。凹部の幅は自由に変化させることができる。水路上流部においては流路床を滑らかな曲線に沿って傾斜させてキャビティー高さまで滑らかに変化させた。なお、キャビティーは水路上流端より5mの位置に設置した。

実験装置の概要を図-1(a)、図-1(b)に示す。可視化実験装置は染料タンク、ビニールチューブ、ガラスコックおよび染料を流す注射針からなる。注射針は水路横断方向に平行に二本設置した。染料にはローダミンB(赤)を用いた。可視化された剥離渦は、35mmカメラにより写真撮影され、同時にビデオカメラによっても撮影されている。次に可視化による実験結果をもとに、剥離渦の発生する界面付近の領域を中心に、ファイバーレーザー流速計(DANTEC社製)による乱流計測を行った。

実験条件を表-1に示す。測定断面はキャビティー端部より上流部2断面、キャビティー内部に5から9断面、それより下流部で2から3断面であり、測定点は合計220から340点である。

3. 実験結果および考察

3. 1 平均流速および乱れ強度

図-2にキャビティー内部における平均流速

U 、乱れ強度 u' 、 v' 、レイノルズ応力 $-\overline{uv}$ の鉛直方向分布を示す。それぞれについてキャビティー初期断面 $x=0$ における最大流速 U_{max0} で無次元化してある。平均流速 U については、キャビティー内部上流側の界面近くで発生した逆流が下流の底面方向に広がっていく様子がわかる。しかし、段落ち流れ⁴⁾でみられるような再付着点は、全ケースを通して観察されなかった。キャビティー部上方では平均流速分布は対数則型の分布を示しており、これに対応してレイノルズ応力分布も三角形分布を示している。レイノルズ応力、乱れ強度分布についてケース間で比較すると、 $L/H=3.0$ のときが最も大きくなっており、あるキャビティー長さ L において乱れが増幅されていることがわかる。これは、八木(1984)も指摘しているように、キャビティー上流端からの剥離渦の発生周期があるキャビティー長さ L において高い値にジャンプするためで、この現象は水面変動と不安定波との共鳴現象で起こると考えられ、今後詳細に検討したい。

表-1 実験条件

CASE	Q(l/s)	h(cm)	L(cm)	L/H	h/H	Re	Fr
Q12V50h20	1.2	2.02	25.0	5.0	0.404	2400	0.267
Q12V50h38		3.76			0.752		0.105
Q12V50h69		6.87			1.374		0.043
Q25V05h66	2.5	6.60	3.30	0.50	1.000	5580	0.120
Q25V10h66			6.60	1.00			
Q25V20h66			13.20	2.00			
Q25V30h66			19.80	3.00			
Q25V50h66			33.00	5.00			
Q25V70h66			46.20	7.00			

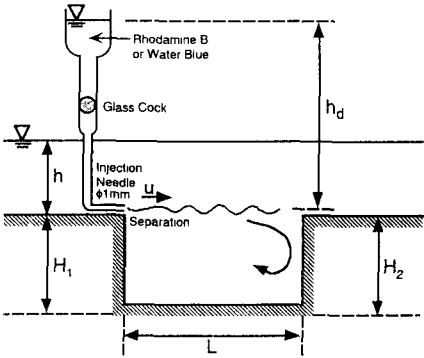


図-1 (a) 実験装置(可視化)

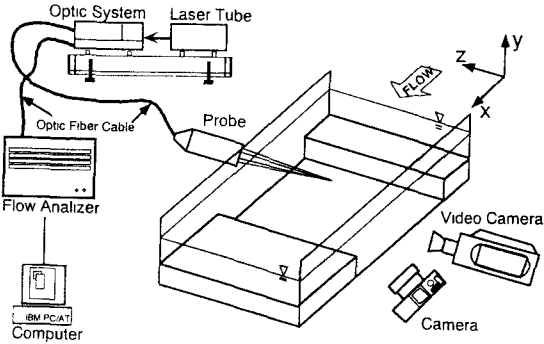


図-1 (b) 実験装置(点計測、画像撮影)

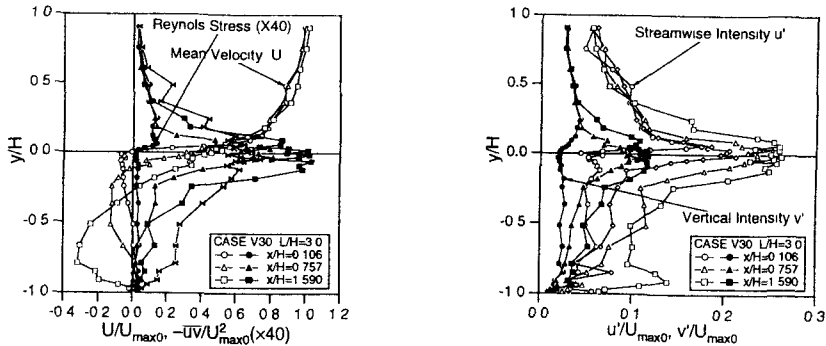


図-2 (a) 平均流速, 乱れ強度, レイノルズ応力分布 (Q25V30h66)

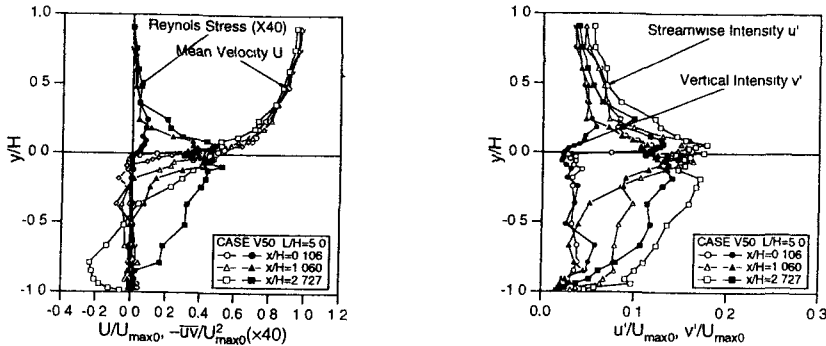


図-2 (b) 平均流速, 乱れ強度, レイノルズ応力分布 (Q25V50h66)

3. 2 圧力分布特性

圧力は鉛直二次元乱流場の運動方程式を積分することにより, 以下のように求められる.

$$P/\rho = g(h-y)\cos\theta + \Delta P/\rho \quad (1)$$

$$\Delta P/\rho = \int_y^h \frac{\partial(UV + \overline{uv})}{\partial x} dy + \left[v^2 + \overline{v^2} \right]_y^h \quad (2)$$

ここで θ は水路勾配, $g(h-y)\cos\theta$ は静水圧分布, ΔP は変動流速による動圧分布である. 図-3は動圧力分布のコンターである. ΔP は $\rho U_{\max}^2/2$ で無次元化してある. キャビティー下流端壁面付近で正圧となっており, 段落ち流れと比較して, より複雑な分布を示している. 図-4は壁面圧力係数 $C_p = 2(P - P_0)/\rho U_{\max}^2$ の流下方向分布を示したものである. P_0 は初期断面での底面圧力である. 図中には, 中川・欄津(1987)による段落ち流れのデータを併せて示してある. キャビティー下流端において C_p は急激に増加しており, キャビティー下流底面付近において大きな動圧 ΔP が発生していることに対応している.

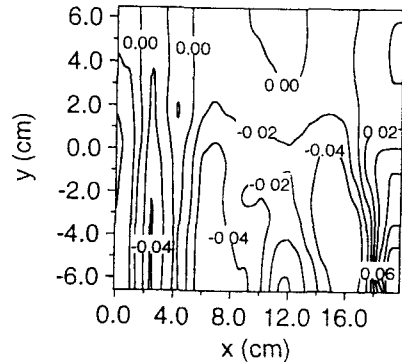


図-3 動圧力分布のコンター

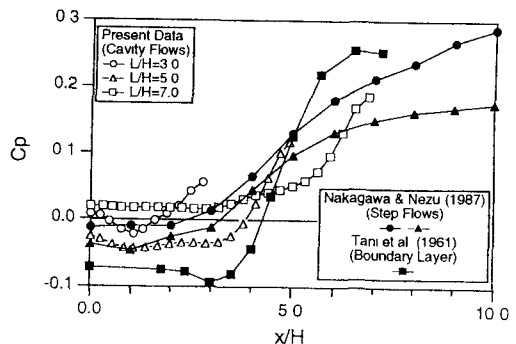


図-4 壁面圧力係数

3. 3 セン断応力の分布特性

せん断応力は、運動方程式を積分することによって、以下のように求められる。

$$\frac{\tau}{\rho} = -\overline{uv} + v \frac{dU}{dy} = gI_e(h-y) - \int_y^h \frac{\partial U^2}{\partial x} dy - [UV]_y^h - \int_y^h \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\Delta P}{\rho} + \overline{u^2} \right) dy \quad (3)$$

$$= G + M_1 + M_2 + PU$$

ここで M_1, M_2 は運動量項、 PU は動圧力および乱れによる寄与を表す。図-5は、せん断応力分布への各項の寄与を比較検討したものである。重力項 G が流下方向に大きく変動しており支配的である。また、キャビティー内部全域で動圧力-乱れ PU の効果が非常に大きいことが特徴的である。これが重力項 G および運動量項 M_1 によってキャンセルされ、全せん断応力自体は小さな値となっている。以上より、キャビティー流れでは乱れの効果が極めて重要であることがわかる。

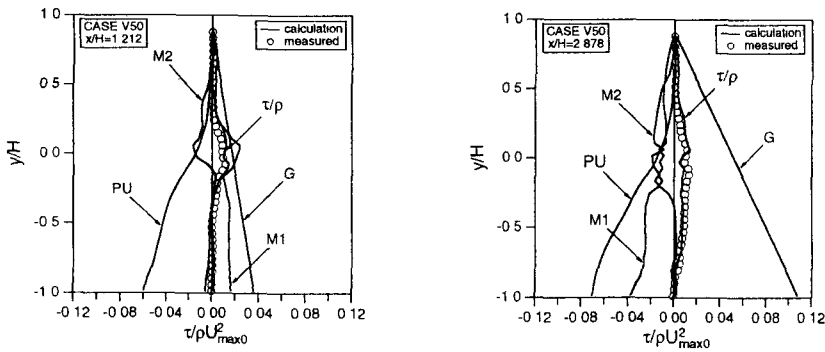


図-5 セン断応力の内部構造(Q25V50h66)

3. 4 運動量およびエネルギーの変換過程

運動量および平均エネルギーに関する保存式は、式(3)をガウスの発散定理を用いて体積分することによって以下のように求められる。

$$[M]_1^2 = \text{Volume} \cdot g \cdot \sin \theta - \int_1^2 \frac{\tau_0}{\rho} dx, \quad M = \int_{-H}^h (U^2 + \overline{u^2}) dy + \frac{g}{2} h^2 \cos \theta \quad (4)$$

$$[H]_1^2 = \frac{1}{g U_m h} \left\{ \iint \text{Gen} \cdot dx dy + \left[\int_{-H}^h \left((\overline{u^2} - \overline{v^2}) U + \overline{uv} V \right) dy \right]_1^2 \right\} = 0, \quad H = \frac{\alpha U_m^2}{2g} + h \cos \theta \quad (5)$$

ここで Gen は乱れの発生項である。図-6、図-7にそれぞれ式(4)、(5)の保存関係を示す。図では水深変化が明瞭となるように、 $M' \equiv M - (gh_1 \cos \theta)/2$ 、 $H' \equiv H - h_1 \cos \theta$ としている。図中には段落ち流れのデータも併せて示されているが、これと比較すると運動量の減少は非常に小さくなっている。これは、開水路キャビティー流れでは、キャビティーより上方の領域では平均流速分布が流下方向にほとんど変化しないこと、キャビティー内部における平均流速が小さく流下方向変化があまり大きくないことに起因すると思われる。一方、平均エネルギーについては、段落ち流れと同様の傾向がみられる。

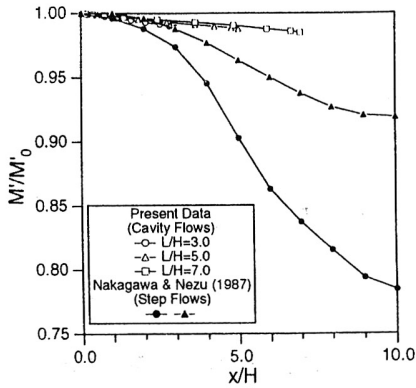


図-6 運動量保存関係

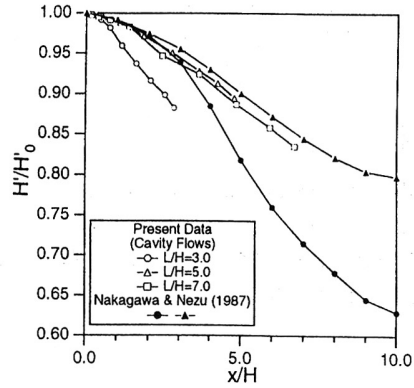


図-7 平均エネルギー保存関係

3. 5 凹部界面の不安定性

図-8は、キャピティー上流端から発生する剥離渦を染料注入法によって可視化したものを、35mmカメラで撮影した写真である。キャピティー上流端から発生した剥離渦の様子が観察される。

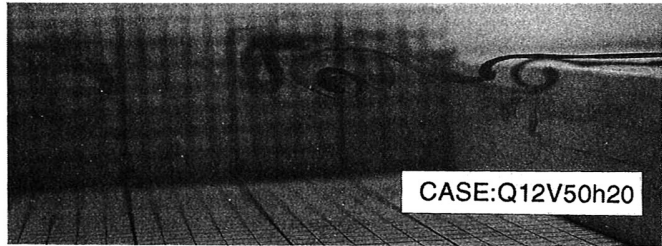


図-8 剥離渦の様子

凹部界面の上流端において剥離した境界層は、固有の周波数、波数をもつ

不安定波を形成する。この周波数 f を基本周波数と呼ぶ。本実験においては、可視化映像による情報、FLDAによるデータから総合的に基本周波数を評価した。図-9は変動流速 u のスペクトルを、図-10は変動流速 u の自己相関係数の変化を示したものである。これらをもとに評価した基本周波数 f とフルード数との関係を示したものが図-11である。以下の図において θ_0 は初期断面における運動量厚さであり、

$$\theta_0 = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{u}{U} \left(1 - \frac{u}{U}\right) dy \quad (6)$$

で定義される。 U は各断面における平均流速の最大値である。またこの図中には八木のデータも併せて示している。八木のデータによると、水理条件によらず θ_0/U の値はほぼ一定の値をとっているが、本実験においてはそのようなはっきりとした傾向は現われていない。図-12、図-13は凹部界面の不安定波の波長 λ および位相速度 Uc をビデオカメラにより実測した値を示している。図にはMichalke⁵⁾の計算結果および八木のデータも示したが、本実験で得られたデータはこれらの値と必ずしも一致していない。それは本実験での剥離点付近の流速分布が以下の式

で示されるMichalkeの仮定に一致していないところに起因する可能性がある。図-14に擾乱の空

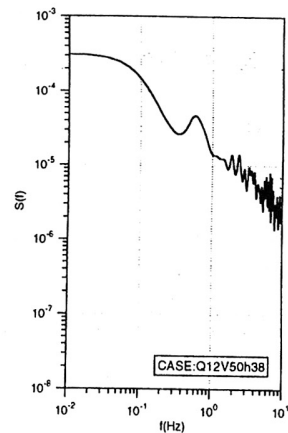


図-9 変動流速 u のスペクトル分布

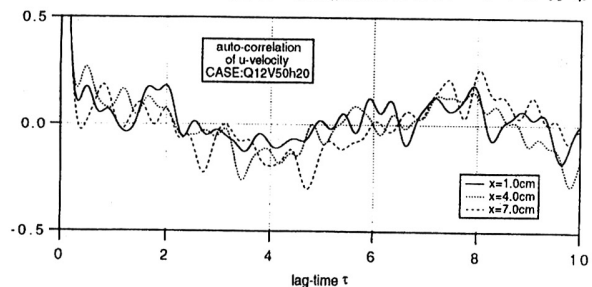


図-10 変動流速 u の自己相関係数

間的成長率を示す。擾乱の空間的成長率 $-\alpha_i$ は、瞬間流速のスペクトルから基本周波数成分 u_f の流下方向変化を算定し、以下の式から計算した²⁾。

$$-\alpha_i = \frac{d}{dx} \ln \left(\sqrt{u_f^2} / U \right) \quad (8)$$

この図中には、Michalkeの計算結果および、Freymuth⁶⁾と八木のデータを併せて示している。実験結果は彼らのデータとほぼ一致しており、擾乱が不安定となることが示された。

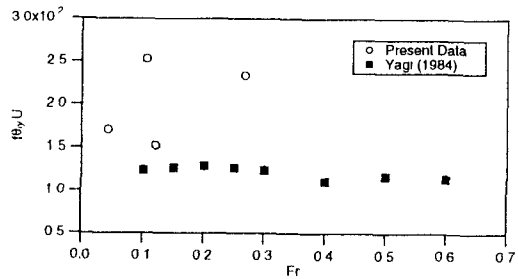


図-11 基本周波数 f とフルード数の関係

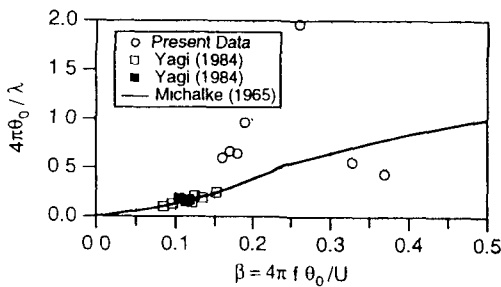


図-12 波数と基本周波数 f の関係

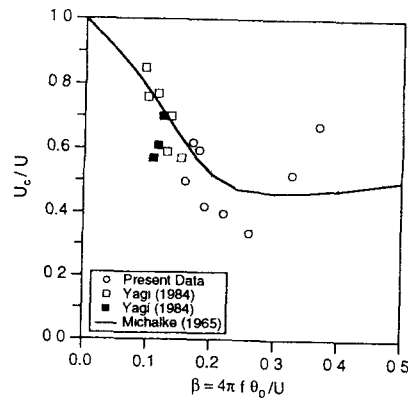


図-13 位相速度 U_c と基本周波数 f の関係

4. おわりに

本研究では、凹部長さ、流量等を系統的に変化させ開水路キャビティー流れの乱流構造および渦の発生機構についての検討を行った。しかし、不安定解析においては、凹部長さ、流量等を変化させた実験データはまだ少ないため、今の段階では結論を出すことは難しい。そのため、今後さらなるデータの集積が必要であると思われる。

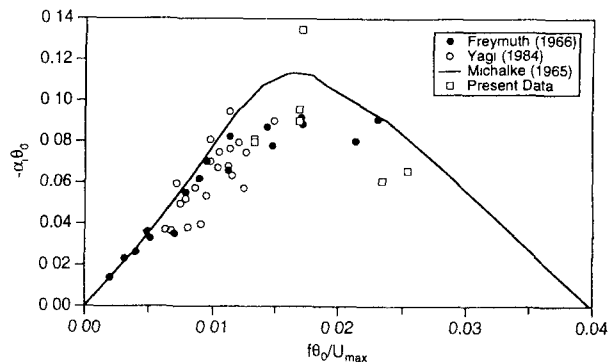


図-14 擾乱の空間的成長率 $-\alpha_i$ と基本周波数 f の関係

参考文献

- 1) Knisely, C. and Rockwell, D. : J. Fluid Mech., vol.116, pp.157-186, 1982.
- 2) 八木俊策：凹凸流路における水質伝播に関する基礎的研究, 京都大学学位論文 1984.
- 3) 藤田一郎, 神田徹, 門脇正夫, 海津利幸：第26回乱流シンポジウム 講演会論文集, pp.96-99, 1994.
- 4) Nakagawa, H. and Nezu, I. : J. Hydr. Res., IAHR, vol.25, no. 1, pp.67-68, 1987
- 5) Michalke, A. : On spatially growing disturbances in an inviscid shear layer, J. Fluid Mech., vol.23, part 3, pp.521-544, 1965.
- 6) Freymuth, P. : On transition in a separated laminar boundary layer, J. Fluid Mech., vol.25, pp.683-704, 1966