

開水路流れにおける死水域内の流体振動に及ぼす水理パラメータの効果

Fundamental Properties of Free Surface Oscillation in Dead Zone of Open Channel Flows

木村 一郎*, 細田 尚**, 村本 嘉雄***, 安永 良****

by Ichiro KIMURA, Takashi HOSODA, Yoshio MURAMOTO and Ryo YASUNAGA

The mass exchange phenomena between main flow and rectangular dead zone in open channel are investigated numerically by means of the plane 2-D shallow water flow equations. The Froude number dependency on the free surface oscillation and mass exchange rate is pointed out through the examination of the calculated results. It is shown that these characteristics can be explained by the simplified model concerning the movement and location of large vortices along the interface. The effect of dead zone scale and the properties of water depth variation at the interface are also investigated numerically.

Keywords: open channel flow, numerical analysis, mass exchange, plane 2-D model, dead zone

1. はじめに

河道側岸付近のよどみ部(死水域)は河川の生態系にとって重要な役割を果たすことが指摘されており、人工的に死水域を作る試みもなされている。このような多自然型河川工法を用いる場合、河川主流と死水域間の渦の発生と抵抗則の関係、死水域内での浮遊砂の堆積過程などの解明が必要となる。

このようなせん断不安定を伴う現象を数値解析的に検討しようとする場合、大規模渦運動を再現できる計算手法を用いることが必要である。近年、静水圧を仮定した平面2次元モデルについて、基礎式の時間^{1, 2)}、空間³⁾に関する非粘性線形安定解析、および非線形安定解析⁴⁾が行われるとともに、急拡部^{1, 2)}、植生境界付近^{4, 5)}等への適用例が報告され、渦現象への適用性が示されている。このモデルを用いた開水路死水域周辺の流れに関する数値解析も行われており、せん断不安定による渦は死水域内に発生するセイシュ(自由水面振動)と共鳴したとき大規模渦へと発達すること^{6, 7)}、セイシュの発生と水面振動の振幅はフルード数に依存すること⁸⁾、などが指摘されている。また、死水域の開口部形状の影響に関する数値解析的研究も報告されている⁹⁾。本研究では、このような側岸に死水域を伴う開水路流れについて、主流・死水域間の物質交換特性、および水面振動特性を、平面2次元モデルによる数値解析を用いて考察する。

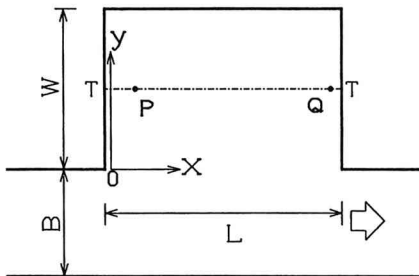
2. 対象とする現象と数値解析手法

本研究では、図-1に示すような側岸に長方形死水域を有する開水路流れを解析対象とする。死水域のア

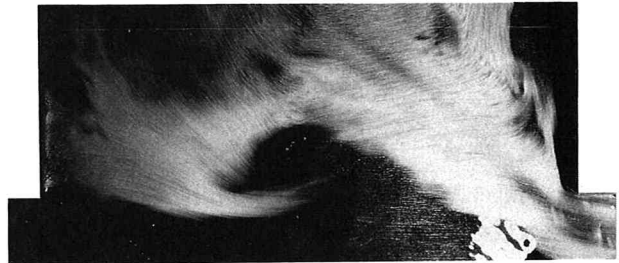
*	正会員	工修	和歌山工業高等専門学校助手	環境都市工学科(〒644	御坊市名田町野島77)
**	正会員	工博	京都大学助教授	工学部土木工学教室(〒606-01	京都市左京区吉田本町)
***	正会員	工博	京都大学教授	工学部土木工学教室(	同 上)
****	学生員		京都大学大学院	工学研究科土木工学専攻(	同 上)

表－１ 数値計算の条件

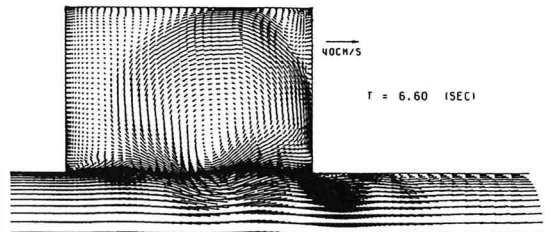
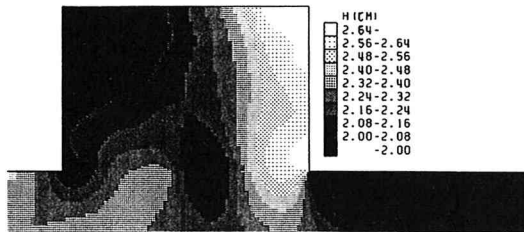
Run	開口部長 L(cm)	死水域奥行 W(cm)	主流幅 B(cm)	単位幅流量 $M_0(\text{cm}^2/\text{s})$	下流端水深 $h_e(\text{cm})$	動粘性係数 $\nu(\text{cm}^2/\text{s})$	フルード数 $Fr=M_0/h_e\sqrt{gh_e}$	レイノルズ数 $Re=M_0/\nu$
1	22.5	15.0	10.0	23.0	3.77	9.17×10^{-3}	0.10	2510
2					2.38		0.20	
3					2.11		0.24	
4					1.90		0.28	
5					1.67		0.34	
6					1.58		0.37	
7					1.50		0.40	
8					1.45		0.42	
9					1.38		0.45	
10					1.29		0.50	
11					1.21		0.55	
12					1.14		0.60	
13					1.00		0.73	
14					0.94		0.80	
15	22.5	15.0	10.0	74.7	2.02	9.17×10^{-3}	0.83	8150
16	15.0	10.0	6.7	23.0	3.77	9.17×10^{-3}	0.10	2510
17					1.29		0.50	
18					1.00		0.73	
19	30.0	20.0	13.3	23.0	3.77	9.17×10^{-3}	0.10	2510
20					1.29		0.50	
21					1.00		0.73	



図－１ 対象とした死水域



写真－１ 界面の大規模渦 (Run15, 露光時間0.1秒)



図－２ 流速ベクトルと水深分布 (Run15の計算結果)

スペクト比（開口部長さ(L)と奥行き(W)の比）、主流幅(B)と死水域奥行き(W)の比はともに1:1.5である。主流勾配は1/500とした。また、死水域上流端を原点とし、主流方向をx軸、死水域奥行き方向をy軸とした。

基礎式は、静水圧近似を用いた開水路平面2次元流れの基礎式である。数値計算法としては有限体積法を用い、移流項に可変格子系におけるQUICKスキームを、時間積分にアダムス・バッシュフォース法を採用して基礎式を離散化し、陽解法で計算を進めた。計算格子は、壁面付近（水路右岸を除く）と死水域・主流界面付近を細かくした可変格子系を採用した。壁面の境界条件は、水路右岸はslip条件、他はnon-slip条件とした。計算は、主流のフルード数(Fr)と死水域のスケールを変化させた表－１に示す21通りの条件で行われた。

図－２はRun15の流速ベクトル図と水深分布図で、界面に大規模渦が再現されている。

Run4, 13, 15については数値計算に先だってほぼ同一条件のもとで水理実験を行った。いずれの条件でも界面に大規模渦の発生が確認された。写真-1はRun15の実験において、流れをアルミ粉で可視化したもので、界面付近の大規模渦が撮影されている（露光時間0.1

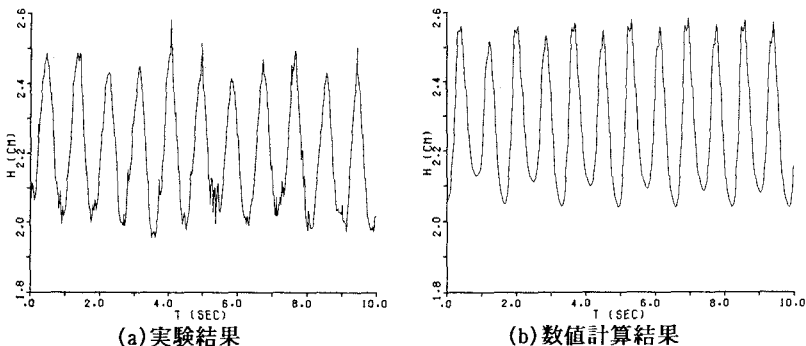


図-3 点P (図-1 参照) における水深変動 (Run15)

秒)。また、フルード数がある程度大きいRun13, 15では、死水域中央付近に1つの節を有する主流方向のセイシュの発生が確認され、大規模渦の発生周期はセイシュの周期と一致した。フルード数が小さいRun4では規則的な水面振動は確認されなかった。図-3 (a)はRun15における実験結果で、図-1の点P ($x=3.0\text{cm}$, $y=7.5\text{cm}$) における水面振動をレーザー距離計で測定したものである。また、図-3 (b)は同位置の数値計算結果である。両者の振幅、周期はほぼ一致している。また、時間平均の流況および流速変動の特性についても、実験結果と数値計算結果がほぼ適合することが確認され、数値計算結果は現象をほぼ再現していると思われる。以下、数値計算結果を用いて流れの特性を考察する。

3. 水面振動、交換速度に及ぼす水理パラメータの影響

3. 1 フルード数の影響について

まず、水面振動のフルード数依存特性について考察する。図-4はRun4, 13のT-T断面 (図-1 参照) 上の水面振動を示したものである。フルード数の大きいRun13では主流方向のセイシュが再現されているが、フルード数の小さいRun4ではセイシュはみられない。この特性は実験結果と一致している。図-5はフルード数を変化させたRun1~Run14の14条件について、図-1の点Q ($x=21.5\text{cm}$, 7.5cm) における水深変動のr.m.s.を各Runの局所的な時間平均水深で無次元化したものである。フルード数が0.5付近で極小、0.35付近で極大となっている。これは、以下に示す簡易なモデルを用いて説明できる。まず、次のような仮定をおく。

- 大規模渦の進行速度は主流流速(U_0)の0.5倍とする。(これは、時間に関する非粘性線形安定解析結果に対応している^{1, 2)}。)
- 大規模渦は主流方向に増幅しないとする。

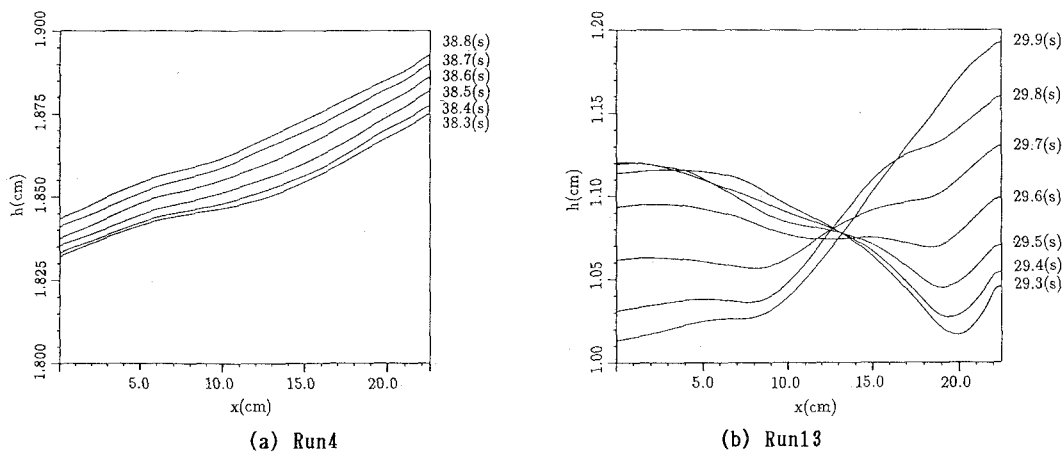


図-4 T-T断面の水面振動

c) セイシュは節を1つ有する主流方向の振動のみを考慮し、大規模渦の発生周期はセイシュの周期($T=2L/\sqrt{gh_0}$)に一致すると仮定する。(これは、フルード数が比較的大きい場合に成り立つことが指摘されている^{8, 7)}。)

これらの仮定より、大規模渦の空間的な間隔(λ)は、

$$\lambda = \frac{U_0}{2} \cdot T = \frac{U_0}{2} \cdot \frac{2 \cdot L}{\sqrt{g \cdot h_0}} = L \cdot Fr \quad (1)$$

と表される。これより、界面に同時に存在する渦の数

($n=\lambda/\lambda$) は、 $n=1/Fr$ となり、フルード数のみに依存することがわかる。フルード数が1, 1/2, 1/3の3通りについて、渦とセイシュの共鳴現象を図-6を用いて検討する。

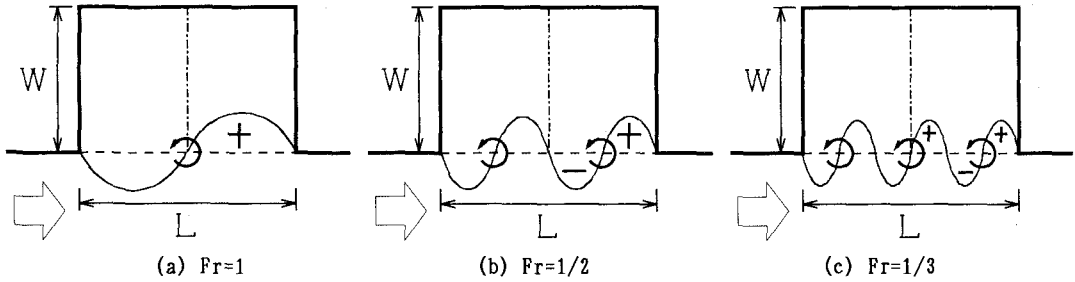


図-6 各フルード数における大規模渦とセイシュの共鳴

I) Fr=1の場合 (図-6 (a)) : 式(1)より、 $\lambda=L$ となる。セイシュのモードを考慮して、死水域界面で、下流側L/2区間より死水域に流入する流量を考える。図のように渦が界面中央にきた状態で、渦による横断方向流速分布を振幅Aの正弦波形と仮定すると、死水域下流側半分への単位時間当たりの流入量 q_0 は、

$$q_0 = A \cdot \int_{L/2}^L \sin\left(\frac{2\pi x}{L}\right) dx \times h_0 = A \cdot L \cdot h_0 / \pi \quad (h_0: \text{平均水深}) \quad (2)$$

となる。界面の波形より開口部の上流側半分で流出、下流側半分で流入となっている。渦の進行に伴い流入の位相が交互に反転することからセイシュが生じる。死水域下流側半分の単位時間当たりの水面上昇量は、

$$\frac{\Delta h}{\Delta t} = \frac{q_0}{W \cdot L/2} \quad (3)$$

程度と見積られる。セイシュにより大規模渦の振幅Aは増幅されるが、その効果を試みに次式で表現する。

$$A \cdot (1 + b)$$

これを式(2)に代入し、式(3)を用いると、無次元化された水面上昇は次式となる。

$$\frac{\Delta h}{h_0} = A \cdot (1+b) \cdot \frac{2 \cdot \Delta t}{\pi \cdot W} \quad (4)$$

II) Fr=1/2の場合 (図-6 (b)) : 式(1)より $\lambda=L/2$ である。下流側半面の流入量は渦の進行に関わらず、正負が打ち消し合って常に0となり、セイシュは発生しない。従って、渦の振幅は変化せずAである。

III) Fr=1/3の場合 (図-6 (c)) : $\lambda=L/3$ より、死水域下流側半分への流入量は流速の正負に注意すると、

$$q_0 = A \cdot L \cdot h_0 / (3 \cdot \pi) \quad (5)$$

となり、 q_0 はFr=1の場合の1/3である。よって、振幅Aに対するセイシュの寄与は $b/3$ と評価され、共鳴を考えた振幅は $A \cdot (1 + b/3)$ となる。よって水面上昇量は、次式で評価される。

$$\frac{\Delta h}{h_0} = A \cdot (1+b/3) / 3 \cdot \frac{2 \cdot \Delta t}{\pi \cdot W} \quad (6)$$

同様にFr=1/4, 1/5, 1/6の場合について、大規模渦による横断方向流速の振幅と水面上昇量を求め、表一

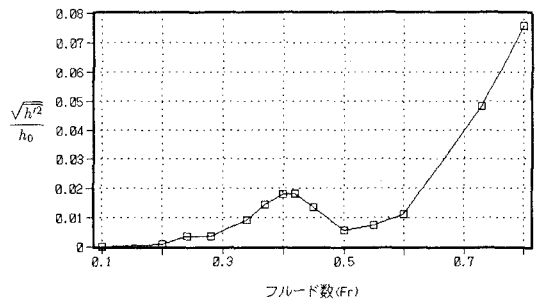


図-5 フルード数と水面振動の関係

2に示す。仮に、 b を定数と考え、 $b=1.0$ とおいたときの、フルード数と $(\Delta h/h_0) \cdot \pi W/(2\Delta t)/A$ の関係を図-7に示した。図-5では0.2付近の極大値はみられないが、これは振幅 A がフルード数とともに減衰することによると思われる。この点を除けば、上述のモデルにより図-5の特性を定性的に表すことができる。

表-2 簡易モデルによる渦の振幅と水深変動

Fr	渦による横断 流速の振幅	水深変動量 $\Delta h/h_0$ $\times \pi W/(2\Delta t)$
1	$A(1+b)$	$A(1+b)$
1/2	A	0
1/3	$A(1+b/3)$	$A(1+b/3) / 3$
1/4	A	0
1/5	$A(1+b/5)$	$A(1+b/5) / 5$
1/6	A	0

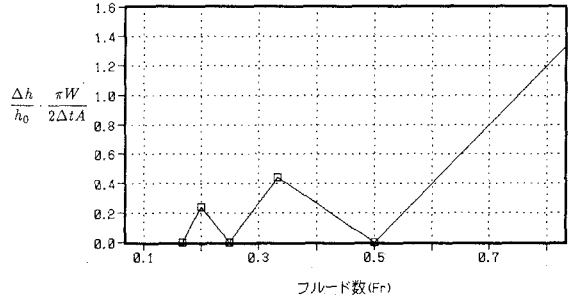


図-7 簡易モデルによるフルード数と水面振動の関係

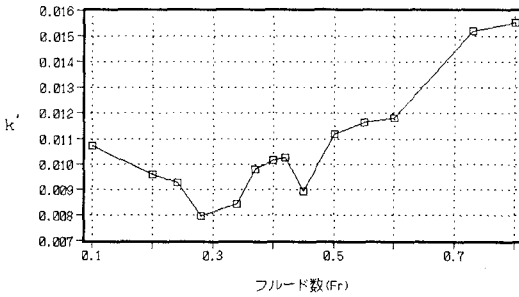


図-8 フルード数と交換速度の関係

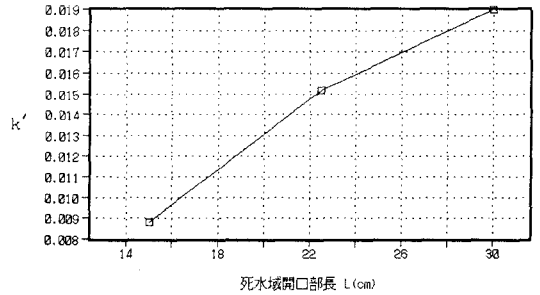


図-9 死水域のスケールと交換速度

次に、界面の交換速度について考察する。主流流速(u_0)で無次元化された交換速度(k')は、

$$k' = \frac{1}{L} \cdot \int_{-} |v| \cdot dx / u_0 \quad (7)$$

と定義される。ここで、 $\int_{-}$ は界面上の横断方向流速 v が負の領域で積分することを示す。図-8は交換速度(k')とフルード数(Fr)の関係を示したものである。グラフ中央付近にみられる凹凸は上述の渦とセイシュの共鳴に起因すると思われる。しかし、図-5と異なり、フルード数の小さいところで交換速度が大きくなる傾向があり、この特性は上述のモデルでは説明できない。フルード数が0.2程度より小さくなると、セイシュはほとんど生じなくなり、大規模渦もごく弱くなる。従ってこの領域で交換速度に影響を及ぼすのはセイシュや渦のような非定常現象ではなく、定常的な死水域内の循環流が交換現象を支配すると思われる。よって、この領域の交換現象は、フルード数よりレイノルズ数の影響が重要と考えられる。

3. 2 死水域のスケールの影響について

図-9はフルード数が0.73のときの水質交換速度を、開口部長さが異なる3条件(Run13, 17, 20)で比較したものである。開口部長さが大きいほど交換速度も大きく、両者はほぼ比例関係にある。この3条件では運動量層厚 θ はほぼ等しいと考えられる。鉛直面内の死水域に関する従来の研究では、交換速度は L/θ にほぼ比例することが指摘されており¹⁰⁾、水平面内の死水域でも同様な結果が得られた。

3. 3 界面の水面振動特性

図-10は、Run14における界面の水面振動のr.m.s.を示したものである。 $x=4$ (cm)付近と、 $x=15$ (cm)付近に振幅の小さい箇所がみられる。界面付近の水面振動を考察するため、次のようなモデルを考える。界面の水面振動(h')は、セイシュと大規模渦による振動の重ね合わせと考えると、次式で表される。

$$h' = A_h \cdot \sin \omega t \cdot \cos(\pi x/L) + A_v \cdot \cos(\omega t + k_1 x + \phi) \quad (8)$$

ここで、 A_h ：セイシュの振幅、 A_v ：大規模渦による振幅、 ω ：セイシュの角振動数($=2\pi/T$, $T=2L/\sqrt{gh}$)、

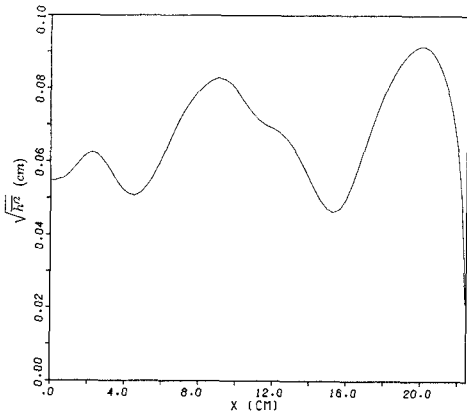


図-10 界面の水面振動(Run14)

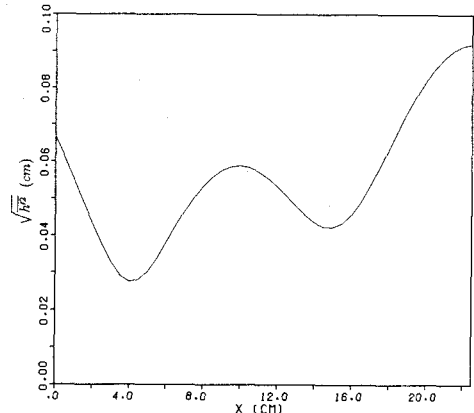


図-11 簡易モデルによる界面の水面振動

k_i : 大規模渦の波数 ($\approx 2\pi / (L \cdot Fr)$)、 ϕ : 位相差である。 $A_n=0.05$ 、 $A_v=0.07$ 、 $\phi=0.0$ としたとき、このモデルによる界面の水面振動の r. m. s. を図-11 に示す。節が2箇所あり、その位置は、図-10 の数値解析結果とほぼ一致する。なお、圧縮性流れにおけるキャビティ界面の圧力変動においても、同様な現象が指摘されている¹¹⁾。

4. おわりに

開水路長方形死水域・主流間の物質交換現象と水面振動特性について、比較的簡単な平面2次元モデルを用いて数値解析的に考察した。特にフルード数および死水域のスケールの2つのパラメータの影響を検討した。フルード数はセイシュと渦の共鳴現象に関係し、その特性は簡易なモデルによって説明された。また、死水域のスケールは鉛直面内死水域に関して従来提案されているパラメータ L/θ とほぼ同様な効果を有することが指摘された。また、界面の水面振動は2箇所の節を有することがわかり、簡単なモデルを用いてこの特性を説明した。今後、レイノルズ数等の影響についても検討を行っていきたい。

参 考 文 献

- 1) 細田尚・木村一郎：開水路急拡大部の流れにおける渦の発生・発達に関する二、三の検討，水工学論文集，37，pp. 463-468, 1993.
- 2) Hosoda, T and Kimura, I : Vortex formation with free surface variation in shear layer of plane-2D open channel flows, Proc. 9th Symp. on TURBULENT SHEAR FLOWS, 1, P112, 1-4, 1993.
- 3) 細田尚・木村一郎・友近文志：開水路流れせん断混合層における空間的安定解析，第26回乱流シンポジウム講演論文集，pp. 152-155, 1994.
- 4) 福岡捷二・渡辺明英・津森貴行：樹木群を有する開水路における平面せん断流の構造とその解析，土木学会論文集，No. 491/II-27，pp. 41-50, 1994.
- 5) 灘岡和夫・八木宏：SDS & 2DHモデルを用いた開水路水平せん断乱流の数値シミュレーション，土木学会論文集，No. 475/II-24，pp. 35-44, 1993.
- 6) 木村一郎・細田尚：側岸に死水域を有する開水路流れの非定常解析，日本流体力学会誌「ながれ」，12，pp. 399-408, 1993.
- 7) 木村一郎・細田尚・友近文志：死水域を有する開水路流れの非定常振動特性，水工学論文集，38，pp. 425-430, 1994.
- 8) 安永良・木村一郎・細田尚・友近文志：開水路死水域内の流体振動に及ぼす水理量の影響，土木学会第49回年次学術講演会概要集，第2部(A)，pp. 300-301, 1994.
- 9) 河原能久・中川研造・Muhammad A. Jali : 人工わんど内の流れ場の2次元数値解析，第7回数値流体力学シンポジウム講演論文集，pp. 363-366, 1993.
- 10) 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，京都大学博士論文，1984.
- 11) Rockwell, D. and Schachenmann, A. : Self-generation of organized waves in an impinging turbulent jet at low Mach number, J. Fluid Mech., pp. 425-441, 1982.