

開水路分散実験にみられるfingering現象と二次渦の相関について

Fingering Phenomena and Stream-wise Vortices Observed in Open Channel Flow

大阪大学工学部 正 員 室田 明
 大阪大学工学部 正 員 中辻 啓二
 大阪大学大学院 学生員○福原 輝幸

1. はじめに

開水路の分散実験において水路上流端で線源投入した染料塊の拡散挙動を詳細に観察すれば、染料雲前後端部においてあたかも手を開いたように染料の縦筋を形成しながら移流する現象（著者等は、‘fingering 現象’と称する）がみられる。これは開水路分散特有の現象であり、Fischer流の流速の断面内分布特性（剪断効果）を考慮した分散係数を算定する場合に横方向の混合距離の評価という点から見逃すことができない現象である。このfingering現象は開水路流れの乱れ構造を顕著に反映しているものと推察され、水深、レイノルズ数および棧型粗度間隔を種々変えてその特性を実験的に検討した。

実験結果をまとめればつぎのようである。¹⁾

- (1) 染料雲は前端部では水面近くを、後端部では水路床近傍をfinger（縦筋）を形成しながら流下する。また、染料雲前後端部でのfingerの横方向の位置は互いにずれており、前端部のfingerの個数は後端部のそれに比べて1つ少ない。
- (2) fingerの形態は流下にともない変化することはない。
- (3) 染料雲前端部のfingerの個数は水路幅と水深の比で規定され、レイノルズ数や粗度間隔の変化の影響は殆んど受けない。
- (4) fingering現象はレイノルズ数の大きい程、あるいは粗度間隔が小さい程明瞭に識別できる。

同様な研究は木下²⁾、村本等³⁾によってもなされており、洪水時の水表面での泡の縦縞模様あるいは砂面上での縦筋を通して現象が把握されている。彼等は流下方向に軸を有する並列らせん流あるいは断面内縦渦によって生ずる流塊の収斂・発散から現象の理解を試みている。特に注目すべきは縦筋の個数 N_f が開水路の形状比 B/H （ここに、 B 、 H はそれぞれ水路幅、水深を表わす）によってのみ規定されることであり、fingerの数あるいは縦筋の個数と形状比との関係を著者等の実験も含めて示したのが図-1である。両者の間には強い相関がみられ、次式の関係が成立する。

$$N_f = \frac{1}{2} (B/H) \quad (1)$$

以上のことから、fingering現象は主として断面内流動に励起されて生じたものと推定できるが、その確かな定量的評価はなされていないようである。他方、開水路壁面近傍の剪断乱流構造の研究としてburst構造とboil現象との相関に関する中川・祢津⁴⁾、宇民・上野⁵⁾、福岡等⁶⁾の活発な研究があり、種々のモデルが提案され階層別の乱れ構造ならびに階層間の相互作用を解明しようとする試みがなされている。また、自然河川において木下、Jackson⁷⁾等により観察されたboil現象は河床形態とも密接に関連しているようである。

本研究では、流れの可視化により染料雲のfingering現象を発生させる開水路での乱れ構造を明らかにするとともに、壁面乱流との関連性についても考察する。

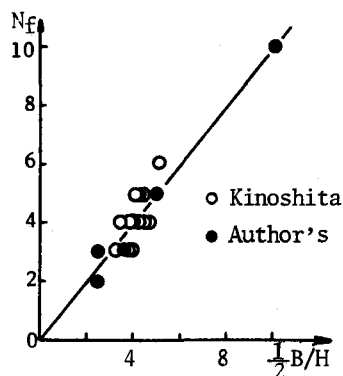


図-1 fingerの数と形状比

2. 実験装置および実験方法

実験に用いた水路は長さ 20 m, 幅 0.5 m, 高さ 0.32 m のアクリル樹脂製の可変勾配水路であり, その上流端には主流部の乱れをできるだけ小さくするために整流板を設けてある。予備実験で *fingering* 現象に及ばずレイノルズ数や粗度の影響を定量的に把握した後, 水理条件を決定した。実験諸元は表-1 に示す通りである。レイノルズ数を 3 種類に選び, 粗度を設置しない場合を *RUN-A*, 粗度を設置した場合を *RUN-B* と区別する。また, 粗度は 5 mm × 5 mm の直角三角形断面のビニール樹脂を用い, それを水路床に流れ方向に直交する棧型粗度とした。粗度間隔と粗度高さの比 l/k は 8 である。

測定に関する座標系は図-2 に示す通りで, 座標系の原点は上流水路床端とした。流速の測定は可変勾配を制御して等流状態を作ったのちに, 水路上流端から $x = 15.0$ m の断面で水路床に平行に張った白金線から水素気泡列を発生させ, 35 mm モータードライブ付カメラ, あるいは 16 mm シネカメラによって連続撮影する方法で行なった。測定は横 (z) 方向に側壁から 2 cm 毎に選んだ流速測定地点において, 写真から得られる 0.3 秒毎の流下 (x) 方向瞬間流速成分 $u_i(y, z)$ を読みとり, 各々の測定地点におけるアンサンブル平均流速 $U(y, z)$ と乱れ強度 $u(y, z)$ をつぎのようにして求めた。

$$U(y, z) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u_i(y, z) \quad u(y, z) = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \{u_i(y, z) - U(y, z)\}^2} \quad (2), (3)$$

ここに, N はサンプル数であり今回は $N = 35$ に選んだ。さらに, 横 (z) 方向平均流速を $U_m(y)$, 主流部平均流速を U_0 , 断面平均流速を U_a でそれぞれ定義した。

また, 同時にタフト法やコンデンスミルク法等の可視化観測も併用して行ない, 現象の定性的な理解に努めた。

表-1 水理諸元

RUN	U_a	H_0	Re	Fr	U_*	$I (\times 10^{-4})$
A-1	5.05	6.9	3820	0.061	0.327	0.2
A-2	9.80	7.1	7630	0.117	0.660	0.8
A-3	13.50	7.0	10310	0.163	0.897	1.5
B-1	4.96	7.1	3690	0.060	0.624	1.6
B-2	10.00	7.0	7380	0.121	1.553	5.9
B-3	13.45	7.0	10010	0.162	1.969	8.6

(unit-cgs)

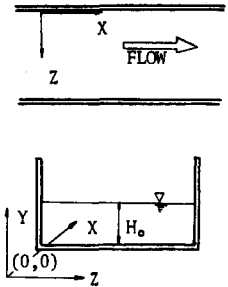


図-2 座標系

3. 実験結果およびその考察

3-1. 流速諸量の断面内分布特性

主流部平均流速 U_0 が 7.5 cm/sec の場合の流下方向流速 U/U_0 の横方向分布を, 水深 y/H_0 をパラメーターとして示したのが図-3, 4 である。図-3 には粗度を設置しない場合の *RUN A-2* の分布を, 図-4 には粗度を設置した *RUN B-2* の分布を比較のために載せてある。両図より U/U_0 の分布は断面内で一様でなく, 横方向に波状を呈しているのが分る。断面内速度差は粗度を設置した *RUN B-2* の方が大きく, 横方向の平均値に対する割合は, たとえば, $y/H_0 = 0.86$ において最大 15% 程度にも達している。それゆえ, この非一様性は開水路にみられる乱れ変動に増して染料の拡散等に寄与することとなり,

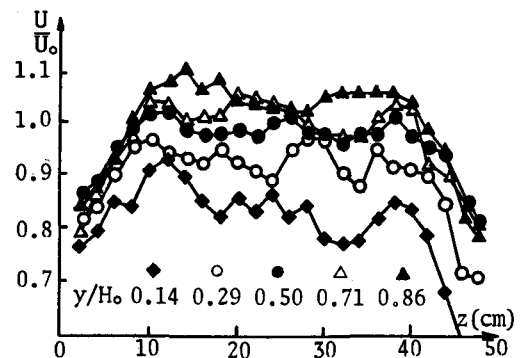


図-3 流速 U/U_0 の横方向分布 (*RUN A-2*)

開水路乱れ特性におけるこの波状分布の重要性が再認識される。この U/U_0 の波状分布において、相対的に流速の速い山の部分を高速縞、逆に相対的に流速の遅い谷の部分を低速縞と定義し、その各々の位置を図中に H, L で示した。両位置における速度差は水深 y/H_0 の増大に伴い小さくなる傾向にあるが、波状性はより明瞭に識別できるようになる。特に、 $RUN\ B-2$ の高速縞と低速縞の横方向位置は断面内にわたりあまり変化していないことがわかる。形状比(50/7)を一定とした今回の実験においては高速縞の数は8あるいは4の値であり、これは図-1の関係をはほぼ満足しているものといえる。

つぎに、 $RUN\ B-2$ の U/U_0 分布に対応する乱れ強度 u/U_0 の横方向分布を示したものが図-5である。
 u/U_0 の絶対値は水路床近傍で大きく、水面に近づくにつれ小さくなる傾向にある。また、その横方向分布は U/U_0 分布と同様な波状分布を有しているが、その分布は逆位相を呈している。両者の相関を定量的に把握するために、縦軸には相対乱れ強度の横方向平均値からの偏差 $\{ (u/U) - (u/U)_m \} / (u/U)_m$ を、また、横軸には流下方向流速の横方向平均値からの偏差 $(U - U_m) / U_m$ を選んで示したのが図-6である。ここに、添字 m は水深別の横方向平均値を示している。図より明らかなように、標本のプロット点は第2および第4象限に集中する傾向がみられ、速度分布と乱れ強度分布との間には負の相関が存在することが分る。この傾向は古屋等⁸⁾の風洞実験における乱流境界層で計測された結果と一致しており興味深い。ただ古屋等の場合には負の相関は境界層内部でのみ観察されたのであるが、著者等の開水路実験では全断面にわたり負の相関が現われている。特に、レイノルズ数が多い場合、あるいは粗度を設置した場合には水面近傍まで明瞭な負の相関が認められており、自由表面をもつ剪断流れの特徴が現われているものと考えられる。

3-2. 横方向の非一様性に伴う流速 U の鉛直方向分布特性

つぎに、平均流速および乱れ強度の横方向の非一様性が断面内の流れにどのような影響を与えているのか検討するために、高速縞と低速縞の位置における流速 U の鉛直方向分布を示したのが図-7である。縦軸には速度分布を速度欠損の形 $(U_\infty - U) / U_*$ で表

わし、横軸には境界層厚 δ で無次元化した水深 y/δ を対数表示してある。ここに、 U_∞ は主流部流速、 U_* は剪断速度を示す。この実験結果は白石の実験データ ($l/k=16$ およびレイノルズ数 $Re=7500$) を再整理したものであり、栈粗面における水深の基点は足立⁹⁾の方法により求めた。図中△印は高速縞での流速分布を、また、○と●印は低速縞での流速分布をそれぞれ表示している。流速分布は水深 $y/\delta=0.3$ 近傍で Clauser の対数則にのった直線分布を示しているが、高速縞での直線分布は低速縞のそれに比べて下側に位置している。

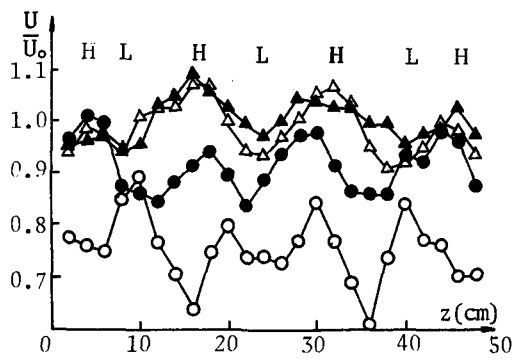


図-4 流速 U/U_0 の横方向分布 ($RUN\ B-2$)

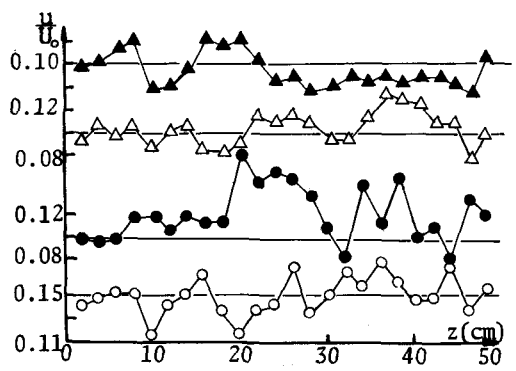


図-5 乱れ強度 u/U_0 の横方向分布 ($RUN\ B-2$)

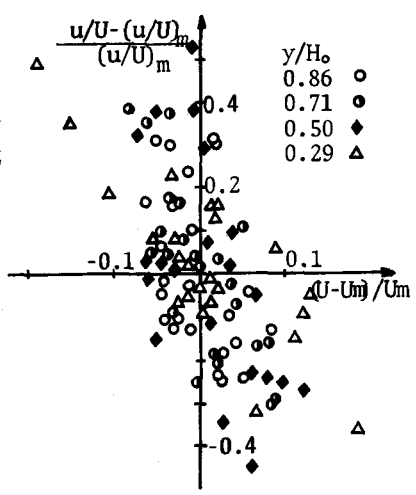


図-6 乱れ強度と平均流速との相関

直線近似からのズレが始まる水深 y/δ の値がこの高速綫において小さいことは、境界層内の流れが高速綫に比較して相対的に加速された流速分布、換言すれば、平均速度勾配は大きいが剪断層厚さの薄い流速分布を呈することを示唆している。

他の実験ケースも含めて、 H 、 L 断面での境界層内諸量の特性を対比したのが表-2である。水素気泡法により流速 $U(y)$ を測定した位置は、実験ケース 20、30、40 に対してそれぞれ $x/k=0.81, 0.50, 0.88$ である。境界層内流動を特徴づける物理量として、境界層厚さ δ 排除厚 δ_d 、運動量厚 δ_m がある。 δ は鉛直方向の流速 $U(y)$ が主流速の 99% となる点から水路床までの距離で便宜的に定義されている境界層厚さであるのに対し、流量束あるいは運動量束の減少量を算定した δ_d 、 δ_m は境界層の厚さを定義する場合においてより明確に規定できる。とくに、排除厚 δ_d は境界層外部におけるポテンシャル流を考えた場合流線が変化させられる距離を示しており、全圧力を考えるうえで有効な尺度となる。そこで、表-2 の δ_d を対比すれば、高速綫での排除厚は低速綫でのそれに比べて相対的に小さくなっている。自由表面の横方向水位の変化は無視できる程小さいことを考えると、上記の事実は境界層外縁における主流部の圧力は高速綫において相対的に高いことを意味しており、外縁部の圧力分布も H 、 L の位置に対応して波状分布を形成していることが推察される。便宜的な境界層厚さ δ においても同様な傾向がみられているようである。

さらに、排除厚と運動量厚の比 δ_d/δ_m で定義される形状パラメーター H を求め、比較検討した。 H に関しても高速綫での値 H_H は低速綫での値 H_L に比較して小さくなる傾向を示している。この形状パラメーターは流れ方向の静圧の変化にともなう境界層内流速分布の歪みを表わす指標であり、流れ方向に静圧が上昇する場合には H は大きく、逆に下降する場合には H は小さくなる特性を有する。¹⁰⁾ このことは流れ方向の圧力勾配、ひいては境界層内からの乱れの噴出現象を考える場合には重要な因子となり、 H_H と H_L の値の比較により水路床近傍での流動は予想できるが、今回の比較は横方向分布であり同一流線上での対比ではないので厳密には推論できない。ただ言えることは、境界層外縁部での 3 次元な圧力分布特性が、断面内流動の機構あるいは路床からの乱れの発生機構を推論する場合には重要な役割を果たすものと考えられる。

そこで、圧力 P の横方向分布特性を定性的に検証するために、水路床近傍 $y/H_0=0.29$ の水深に長さ 5 cm の糸くずを 1 cm 間隔に張り、流動にともなう傾きを写真観測するタフト法を用いた。観測によれば、糸くずは低速綫 (L) 近傍では収斂し、また高速綫 (H) 近傍では発散することが確認された。その結果、 H 断面から L 断面に向う流れが水路床近傍では存在することが推定され、圧力 P は相対的に H 断面では高く、 L 断面では低いという排除厚 δ_d からの類推が容認される。ちなみに、水表面付近 $y/H_0=0.86$ におけるタフトの傾きは前述とは逆に低速綫では発散し高速綫では収斂しており、 L 断面から H 断面に向う流れが推察できる。この断面内横 (z) 方向流速の分布は、3-1 での流速 U/U_0 の波状分布の形状を補佐するものであり、興味深い。

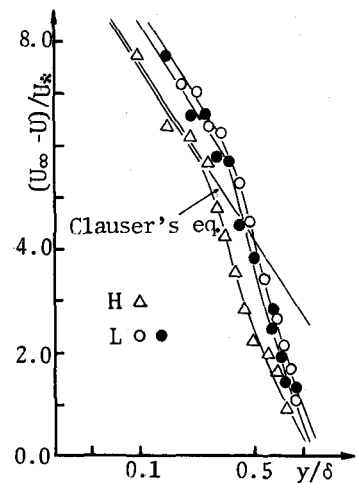


図-7 流速の鉛直方向分布

表-2 H 、 L 断面における境界層諸量

RUN	断面	$U_\infty(z)$	δ	δ_m	δ_d	H
20	H	12.30	5.18	1.99	0.78	2.54
20	L	11.25	5.51	2.16	0.82	2.63
30	L	13.10	5.03	1.49	0.69	2.15
30	L	11.16	4.42	1.35	0.59	2.30
30	H	12.22	3.98	0.92	0.46	2.00
40	H	14.86	4.26	1.32	0.64	2.04
40	L	12.00	5.11	1.65	0.59	2.80
40	L	12.55	4.43	1.39	0.55	2.52

(unit-cgs)

3-3. 断面内流動のモデル化と fingering 現象

3-1, 2における流速諸量の断面内分布特性から総合的に判断して高速渦 H と低速渦 L の間隔を代表スケールとする断面内循環の存在が推量でき、図-8に示すモデル化が可能となる。すなわち、 L 断面においてはタフト法により実証された水路床近傍での流れの収斂、また水表面近傍での流れの発散、さらには波状分布の谷の部分に相当する U/U_0 の横方向分布という点から上向き流れの存在が予想できる。たとえば、この上向き流れにより相対的に小さな運動量を有し、且つ乱れ強度の大きな路床近傍の流れが水面近傍まで輸送されると仮定するならば、 L 断面では平均流速が相対的に小さく、また乱れ強度は大きくなるという図-6に示した負の相関が矛盾なく説明できるし、染料塊が H 断面の水面付近に集中して流動する fingering 現象が容易に分る。同様に H 断面の下向き流れによっても説明できよう。この流動は、水路床近傍に張った白金線からの水素気泡が低速渦では3次的に浮き上がるように挙動し、気泡塊が断面内をらせん状に3次的に流下することからも実験的に容認できる。したがって、この流動は主流により生じた断面内二次渦（いわゆる、縦渦）であると考えられる。

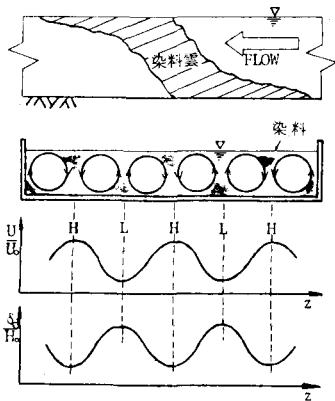


図-8 断面内流動のモデル

3-4. 断面内二次渦と壁面乱流との関連性について

断面内二次渦が壁面乱流を刺激し bursting あるいは boil と称せられる水路床からの噴出を発生させるのか、あるいは壁面乱流がコヒーレントな渦構造を介して二次渦を引き起すのか、どちらが原因で、どちらが結果であるかは現在のところ未解決であるが、両者は密接に関連し合っていることについては疑いの余地はない。ここでは、壁面乱流に関与するレイノルズ数、および粗度の設置が断面内二次渦にいかなる形で影響を及ぼすかを検討し、今後の研究の指針とする。

既に多くの研究者により、剪断乱流の壁面近傍から間欠的に発生する流塊の噴出 (bursting 現象) の時空間的な構造が明らかにされつつある。今回は、この壁面乱流が粗度の設置の有無、あるいはレイノルズ数の違いにより流下方向にどのような挙動を呈するかを、実験的に調べた。すなわち、白金線を低速渦 (L 断面) において、粗度を設置しない場合には壁面から2mmの水深 ($U_* y/\nu = 7 \sim 20$) に、また粗度設置の場合はその直上 ($U_* y/\nu = 15 \sim 50$) に流下方向に張り、それから発生する水素気泡塊の噴出を目視観測により算定した。予備実験において気泡の上昇は低速渦で卓越していることを確認しており、また前述の設置水深から推察して、この噴出は bursting 現象を捉えていると理解してよい。観測は粗度を設置しない場合には任意の8cm区間で、粗度を設置した場合には粗度に囲まれる4cm区間でしない噴出の頻度分布を図-9に示す。なお、目視観測時間は両者とも30秒である。同図(a), (b)を比較すれば明らかのように、粗度を設置することにより水素気泡塊の噴出の総数は設置しない場合の約2倍にも増大していることが分かる。また、その発生位置も粗度なしの場合は流下方向にランダムに等分布していたのが、粗度を設置することにより $x/k = 4 \sim 6$ 付近に集中する傾向がみられる。この集中点は粗度設置により

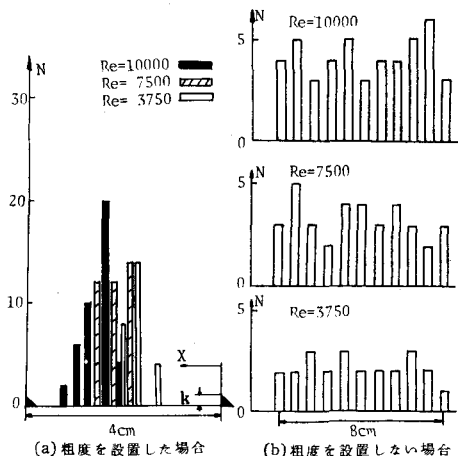


図-9 気泡塊噴出の発生頻度分布

生じた剝離にともなう流線の再到達点に相当し、またその噴出はより間欠的、且つ非定常な挙動になる。現象を詳細に観察すれば剝離は間欠的であり寿命時間が短い。まず剝離の前面が時間の経過とともに急勾配になり、前頭部が瞬間的におおいかぶさるようにならなくなり、その後には気泡塊の噴出がみられる。例えば、レイノルズ数が3750の場合には $x/k=4$ 近傍に、またレイノルズ数が10000の場合には $x/k=6$ 近傍に集中する傾向があり、レイノルズ数の増大にともない噴出総数は増加する。これは、河床波上の流れにおいて観測される砂連のクレスト背後に集中して発生するboilとよく類似している。自然河川の河床波によって安定した流れ、あるいは秩序だったboilが発生しているという報告は、上記の水路床近傍から乱れた流塊の噴出によるものが大きく寄与していると予測される。

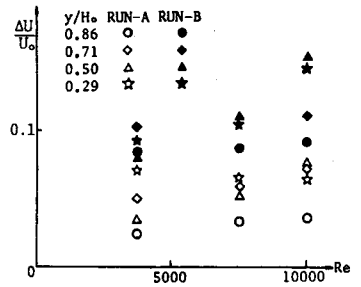


図-10 二次流の強度の特性

つぎに、断面内二次渦の強度を示す指標として高速渦と低速渦における速度差 ΔU を便宜的に採用し、レイノルズ数 Re との関係を調べたのが図-9である。縦軸には壁面近傍を除いた速度差 ΔU のアンサンブル平均を主流部平均流速 U_0 で無次元化した値 $\Delta U/U_0$ をとり、また、粗度設置の有無および水深 y/H_0 をパラメーターに選び示してある。粗度を設置したRUN-Bの場合には、断面内にわたり二次渦の強度 $\Delta U/U_0$ が大きくなっていることが明瞭に分り、図-9にみられた路床近傍からの噴出の集中、ならびに噴出強度の増大が反映しているものと推察できる。他方、 $y/H_0=0.86$ の場合を除いて $\Delta U/U_0$ の水深方向変化は判然としなない。そこで、剪断速度 U_* で無次元化した二次渦強度 $\Delta U/U_*$ と水深 $y^+=U_* y/\nu$ の関係を調べてみた。今回の実験範囲では y^+ は100～1000にあり、 $\Delta U/U_*$ は0.3から1.0の範囲で分散しているが大略の傾向は水深 y^+ の増大にともない $\Delta U/U_*$ は減少する。このことは、壁面からの流塊の噴出の効果は $100 < y^+ < 1000$ の範囲では減少する傾向にあることを示すものの、粗度設置やレイノルズ数の有意な影響は判別できない。

4. 結論

開水路流れの乱流構造解明の緒として、分散実験に見られるfingering現象の発生原因を断面内分布特性の可視化により定性的に明らかにし、さらに定量的考察を試みた。その結果、(1)流速 U/U_0 分布の断面内特性、(2)fingerの個数およびその横方向位置の関係、(3)流速 U/U_0 とその乱れ強度 u/U_0 の横方向分布の間に存在する負の相関関係、(4)流速 U の横方向分布特性、(5)境界層諸量の横方向分布特性、等の断面内分布特性から総合的に判断して、fingering現象は断面内二次渦に励起されて生じることが分った。ただ、未解決な点は壁面乱流からのエネルギーの輸送と断面内二次渦がどのように結び付くかという機構の問題である。これに関しては、乱流制御の工学的見地から今後研究を進めていくつもりである。

おわりに、貴重な資料を提供して頂いた本学研究生白石修章氏に謝意を表する。

参考文献

- 1) 白石修章；大阪大学大学院工学研究科修士論文，1978
- 2) 木下良作；写真測量，Vol 6，No. 1，pp. 1-17，1967
- 3) 村本嘉雄・河田恵昭・布村明彦；京大防災研究所年報，第20号B-2 pp. 451-473，1977
- 4) 中川博次・祢津家久；第21回水理講演会論文集，pp. 31-36，1977
- 5) 宇民 正・上野鉄男；京大防災研究所年報，第20号B-2，pp. 331-354，1977
- 6) 福岡捷二・福嶋佑介・奥津一夫；第22回水理講演会論文集，pp. 37-42，1977
- 7) Jackson, R. G.; J. Fluid Mech., Vol. 77, pp. 531-560, 1976
- 8) 古屋善正・大阪英雄；日本機学会論文集，40巻339号，pp. 3045-3060，1974
- 9) 足立昭平；京大防災研究所年報，第3号，pp. 17-33，1959
- 10) 藤本武助；流体力学，pp. 242-244，養賢堂，1968