

密度流界面現象の三次元性に関する実験

大久保賢治・菅沼 史典・村本 嘉雄

EXPERIMENTS ON THE THREE-DIMENSIONAL PHENOMENA IN DENSITY CURRENTS

By *Kenji OOKUBO, Fuminori SUGANUMA*
and *Yoshio MURAMOTO*

Synopsis

A series of experiments on the interfacial waves which emerge within the transitional range between laminar and turbulent flow was conducted. These waves have well described two-dimensional characteristics such as the steep configuration and cusped breaking.

In this study, the interfacial visualization of lock exchange flow was achieved by the chemical reaction. The size of the interfacial waves tends to become smaller with the decrease in the inner scale of boundary layer. Common features between interfacial structure of the stratified flow and wall boundary layers are discussed.

Besides the above features, another phenomenon is found in the curved channels, where secondary currents in the upper layer maintain the outer side mixing layer very thin.

1. 緒 言

河口や湖沼における密度流の支配パラメータとして内部フルード数とレイノルズ数を考える。前者については、温排水にその典型的な例を見出すことができるように、1 付近（安定限界としておく）を超えると界面現象は渦的となる。一方、界面が界面波によって特徴づけられる形態は安定限界付近にあり、現象は主にレイノルズ数によって規定される。レイノルズ数がさらに下がって層流になると内部フルード数も 0.1 のオーダー以下となり現地の流れとは考えにくくなる。したがって内部フルード数が 0.1~1 の領域は確かに河口をはじめとする多くの自然界の密度流にあてはまると考えられる。なぜなら風や河川流量のような外力の変化によって安定限界を超えるような流れが発生しても強い界面混合を生じて中間層を形成し、それを下回る流れへと直ちに遷移すると考えられるからである。実際には、平均的な流動状態やこれを少し上回る混合条件における界面パラメータの評価が問題となろうが、これらに関する多くの実験公式もこの範囲で提案されたものであり、実験におけるレイノルズ数の絶対的な不足を問題にしなければ密度流実験の相似性は満足されている。

しかし、密度流界面波が抵抗あるいは連行機構との関連で論じられている点を考えると、ひとつの疑問が生じてくる。すなわち、従来の密度流実験で使用されてきた水路の大半は幅・水深比が 1 程度であり、したがって界面波の形態が鉛直二次元的のみ議論されてきているという点である。界面波の基本的特性の定量化の目的のためにはこれで十分であろう。しかし、同種の機構に従うと考えられる風波や河床波（砂漣）の実験では三次元形態が議論されており、近年研究が盛んな組織乱流との関連を考えていく基盤があるのに対して密度流実験のアスペクト比が小さいことはやはり問題点といえる。もちろん、既往の実験の中にも、Hino¹⁾のように早期からの三次元性に着目した研究もある。しかし、その後は実験の容易さということから多くは鉛直二次元の近似が行われてきた。最近になって密度流の横断方向の不均一性に着目した研究が次第に行われるようになってきたのは先に述べた組織渦の研究との関連からであろう。ここでも、こうした動

機から実験を行った。以下, 2. で実験の概要を述べ, 3. で波長や波速のような従来通り鉛直二次元的と考え得る現象について考察した上で, 4. で三次元的界面現象について述べる。5. では湾曲密度流界面の現象について述べる。

2. 実験の概要

実験では特に平面的可視化に重点をおき, 交換密度流においてアルカリ発色法を使用した。最初に用いたのは幅 99cm, 長さ 8m の水路である。上方より写真撮影した界面波の例を **Photo 1** に示す。これらは決して鉛直二次元的ではない。中間層の上方で電気浮導度を測定したところ **Fig. 1** に示すような間欠的に塩分濃度の上昇する記録を得た。もちろん高さをうまく設定すれば後に示すような周期的変動を捉えることができるが, むしろこうした間欠の変動をうまく捉えることの方が難しく, この結果は重要と思われる。また,

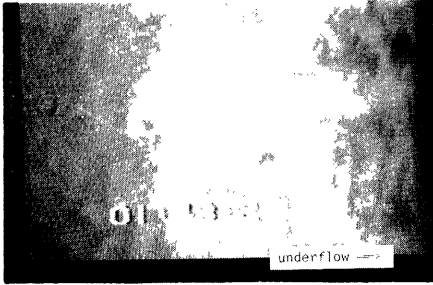


Photo 1 Plane view of the interfacial waves of exchange flow ($\varepsilon=0.004$, $H=6\text{cm}$) in the 8 m-long channel. The size of the coherent flow structure is estimated as 5–10cm.

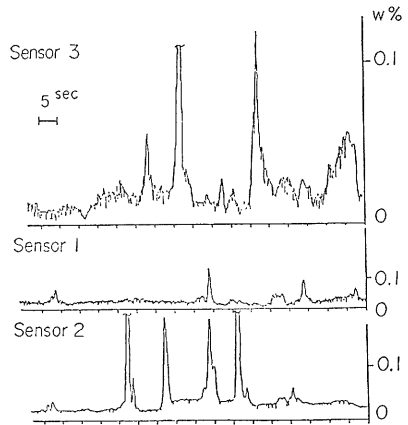
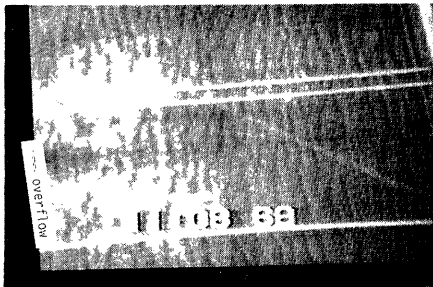
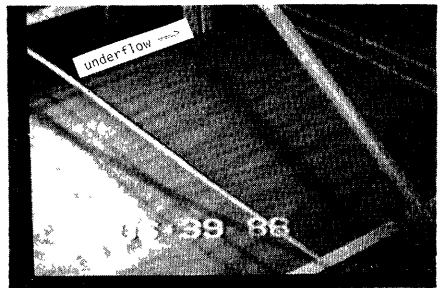


Fig. 1 Salinity records above the interface showing intermittent break up of the saline water



(a) In the upper flow, there are 30~40 streaks in the full width. The mean spacing of each streaks is estimated as 2.5~3cm.



(b) In the lower flow, there are 15~20 streaks in the full width. The mean spacing of each streaks is estimated as 5~6cm.

Photo 2 Longitudinal flow structure in the exchange flow ($\varepsilon=0.002$, $H=4\text{cm}$).

レイノルズ数を小さくしていくと、Photo 2 のような縦すじが現われた。(a), (b)の各写真は同一実験の上層流側および下層流側をそれぞれ示しているが、セルのサイズが異なっていることがわかる。しかし、実験条件をよく検討したところ、これらの縦すじはいずれも非常に小さな相対密度差の条件で発生していることがわかった。一方、このときの気温は、水温より 10°C 程度高く、使用した塩水と淡水の密度差よりも大きな密度差を与える可能性があった。恐らく水面や塩化ビニル製の底面における熱的境界条件の影響、すなわち、表面加熱あるいは Benard 対流に移流が効いた現象であると推察された。実際にこうした境界条件の問題は複雑な現地の流況を考えていく場合には重要であり、興味深く思われたが、現時点ではもっと単純化された実験結果が望まれる。特に、極端な気温の影響は実験を行う上で問題であった。

そこで、幅 70cm、長さ 4m と少し小型にはなるが、温度制御のしやすい室内において同種の実験を継続して行った。実験は上方からの写真撮影を主に行ったが、1点または多点の電気電導度測定、界面波高計による界面波高の測定、水素気泡法による流速測定なども一部行っている。Table 1 に 4m 水路における実験の水理条件を示す(ただし、 $V_d = \sqrt{sgH}$ 、 $T_d = \sqrt{H/sg}$ であり、 u_2 、 R はそれぞれ下層流のフロント速度と径深を表す)。実験範囲は可視化の結果が理解しやすい層乱遷移の領域に限定している。この領域で発生する界面波は Keulegan³⁾以降、多くの研究者により報告されている。流れの発生法は異なるが、Thorpe⁴⁾は類似の界面波の特徴的碎波形態について論じており、吉田⁵⁾はこの界面波にとまぬ界面の上下に渦が発生する状況を可視化している。この程度の条件であれば、一般に水路長に比べて水深が小さいので、流れの非定常性はそれほど問題にならないと考えられる。また、こうした範囲でなければ界面状態は完全に渦的となり、界面の可視化は困難になるが、2. 以下に示す実験写真は、次第に乱流状態に遷移していく過程をとらえている。なお、Run 1~4 では $\epsilon = 0.002$ という小さな相対密度差を使用した。それ以後の Run では 0.006 および 0.01 を用いた。特に、Run 8 は安定限界に極めて近く、非常に長い時間にわたって対象とする界面波が持続したので、これを基本の Run にとり、手法を変えて何度か再現している。

Table 1 Experimental condition for the 4m-long channel exchange flow

Run	H(cm)	ϵ	B/H	R(cm)	T_d (sec)	V_d (cm/s)	$V_d H/\nu$	$u_2 R/\nu$	u_{*i} (cm/s)	probe number
1	6	0.0021	11.7	1.44	1.67	3.54	2120	220	0.246	1
2	7	0.0020	10.0	1.67	1.89	3.71	2600	270	0.201	1
3	8	0.0022	8.75	1.89	1.95	4.11	3290	350	0.272	1
4	9	0.0020	7.78	2.11	2.14	4.21	3800	410	0.220	1
5	4	0.0101	17.5	0.97	0.64	6.23	2500	240	0.408	1
6	15	0.0101	4.67	3.39	1.23	12.16	18200	1770	0.516	1
7	5	0.0101	14.0	1.21	0.71	7.02	3510	360	0.441	2
8	6	0.0101	11.7	1.44	0.78	7.72	4630	490	0.454	4
9	7	0.0101	10.0	1.67	0.84	8.43	5830	610	0.434	5
10	8	0.0101	8.75	1.89	0.90	8.90	7120	770	0.450	4
11	5	0.0060	14.0	1.21	0.92	5.43	2720	280	0.341	6
12	6	0.0061	11.7	1.44	1.01	5.97	3600	380	0.384	6
13	7	0.0060	10.0	1.67	1.09	6.43	4500	440	0.395	6
14	8	0.0060	8.75	1.89	1.16	6.87	5500	590	0.319	6
15	5	0.0101	14.0	1.21	0.71	7.05	3520			W
16	6	0.0101	11.7	1.44	0.78	7.72	4630			H
17	6	0.0101	11.7	1.44	0.78	7.71	4620			H
18	6	0.0101	11.7	1.44	0.78	7.72	4630			W
19	6	0.0102	11.7	1.44	0.78	7.73	4640			H
20	10	0.0020	7.00	2.33	2.24	4.47	4470			H

Fig. 2 は Abraham ら⁹⁾の方法によって推定した界面抵抗係数 f_i を示す。諸元の異なる水路における文献^{6)~9)}の実験値もプロットしてあるが、壁面の効果を分離してあるのでこの図には水路形状比の効果は現われていない。言い換えれば界面抵抗に関しては径深の考慮によってその影響は分離することができる。つぎに、交換密度流の界面近傍の鉛直塩分分布について調べたのが Fig. 3 である。白丸は先に二次元水路で求めた¹⁰⁾混合層厚さ δ を示しており、黒丸は今回 Abraham らの濃度分布から求めたデータである。アルカリ発色では少なくとも 1/100 以下の濃度まで可視化し得るので両者はよく対応し、結果は単一の曲線で表示できる。今回の実験範囲である $u_2R/\nu=200\sim 1,000$ の領域では、 δ/H が急激に増大しているが、 δ は水深の 1~2 割程度であり、上記の Run では $H=6\text{cm}$ であるから、0.6~1.2cm の混合層があることになる。

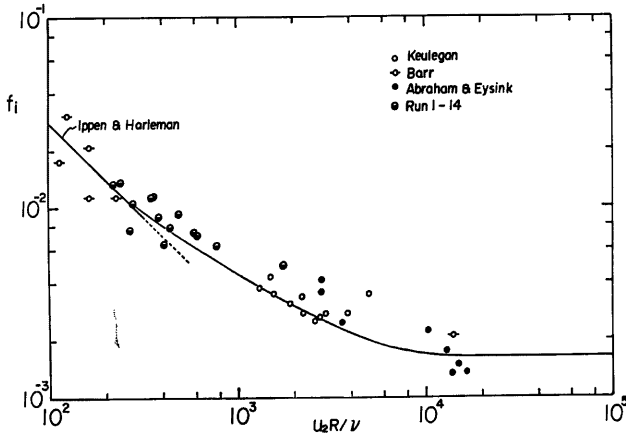


Fig. 2 Interfacial friction coefficients in exchange flows

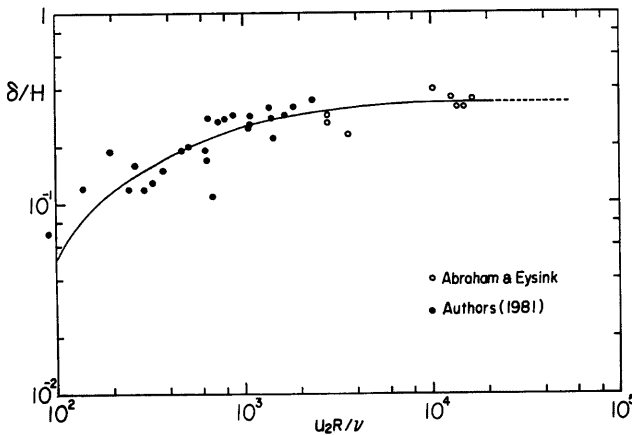


Fig. 3 Dependence of the mixing layer thickness δ on the Reynolds number

3. 界面波の形態

代表的な界面波の平面写真を **Photo 3** に示す。(a)Run 3 と (b) Run 4, (c) Run 7 と (d) Run 8 および (e) Run 11 と (f) Run 12 は密度差が同じで水深の異なる実験の比較になっており, (b), (d), (f)の方が高レイノルズ数である。写真中, 特に(a), (c), (e)で顕著なものは比較的濃くみえる線状の発色帯である。これらが界面波のどの部分に対応するかはこの写真のみからは明らかではないが, 後に示す界面波高計記録と同様の平面写真との比較により, この濃い発色帯が, 界面波の波峰に対応することが確認された。そのように考えると, 写真(b), (d), (e)におけるぼやけた発色帯が界面波波峰における碎波状態を示すものとして説明しうる。実際, 安定限界は各写真の対をなす2つの実験の間にくるような設定になっている。

そこで, この発色帯で波の位置を特定することとし, その間隔と移動速度が波長, 波速に相当すると考えた。**Fig. 4** はこうして描いた界面波の走時曲線である。これらは水路の特定の横断位置(中心線付近)でその線上に位置する波峰を追跡したものである。縦軸は隔壁からの距離, 横軸は隔壁開放後の時刻で表している。図中右上がりの直線はフロント位置を示す。各界面波はある程度の時間, 形状を保ちながら伝播した後には消滅するようであるが, いったん波峰が不明瞭になった界面波が数秒後に再び姿を現わす場合も少なくない(特に Run 8 で顕著である)。この理由はつぎのように考えられる。すなわち, ここでは上界面をフロントとは逆向きに伝播する界面波に着目しているが, 下界面をフロントと同じ向きに伝播する界面波が存在する場合があります。両者の重なるときに波峰線が強調されるためであろう。目視によればこうした^{*}うなりが確かに存在する場合(界面波の出現している時間の長い Run, たとえば Run 8)もあった。

さらに, 発生領域についてみると, フロントから一定距離の範囲ではフロントの強い乱れのために波峰は明瞭でなく, 一方, フロントから離れ過ぎても界面波は存在しないようである。これは特に Run 11 で明確であるが, 波峰の明瞭な界面波には一定の存在条件があるものと考えられる。多くの走時曲線について調べた結果, 上記の伝播特性については横断方向に差はないと考えられた。そこで, 波峰がそれほど明瞭でない発色塊(帯)も含めて Run 1~12 の界面波位置データを整理した結果, 波速 c に関して $c/(gH)^{1/2} =$

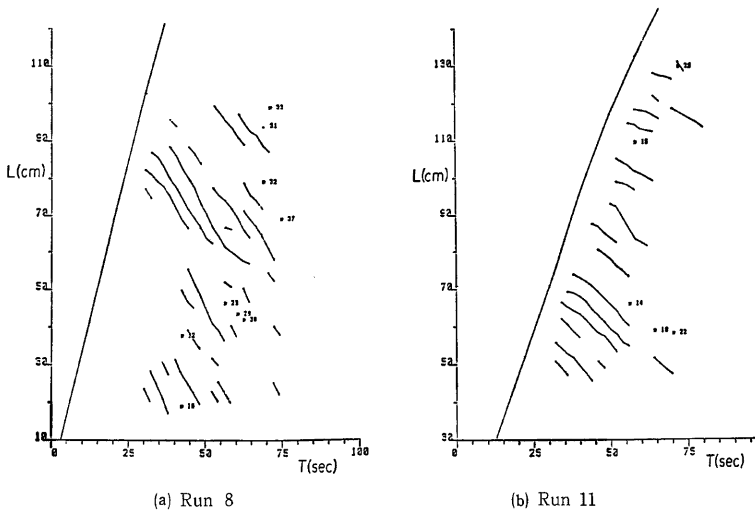
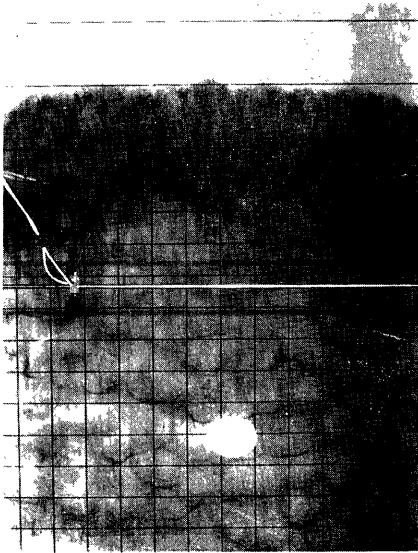
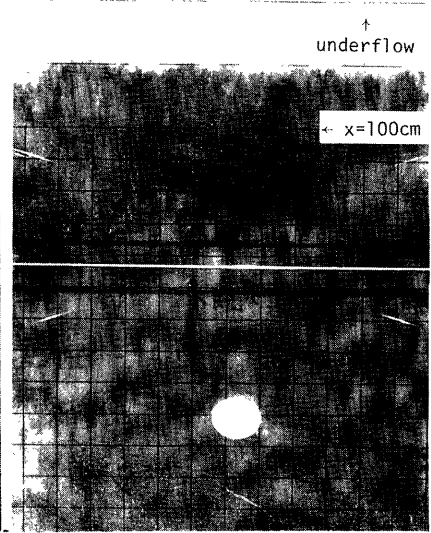


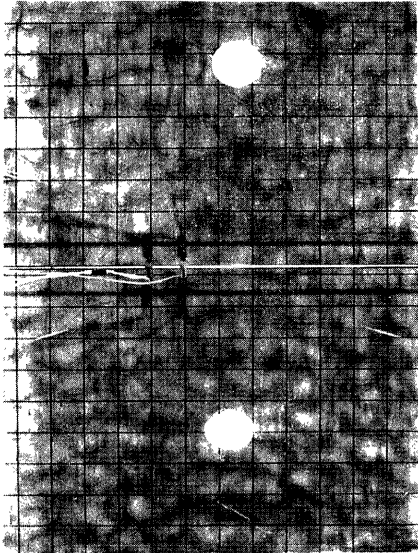
Fig. 4 Diagram of interfacial wave migration



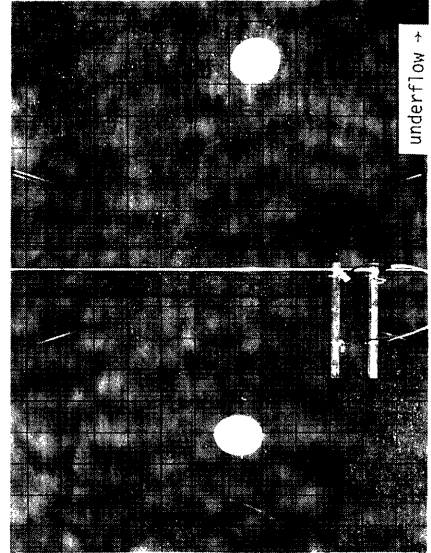
(a) Run 3



(b) Run 4



(c) Run 7



(d) Run 8

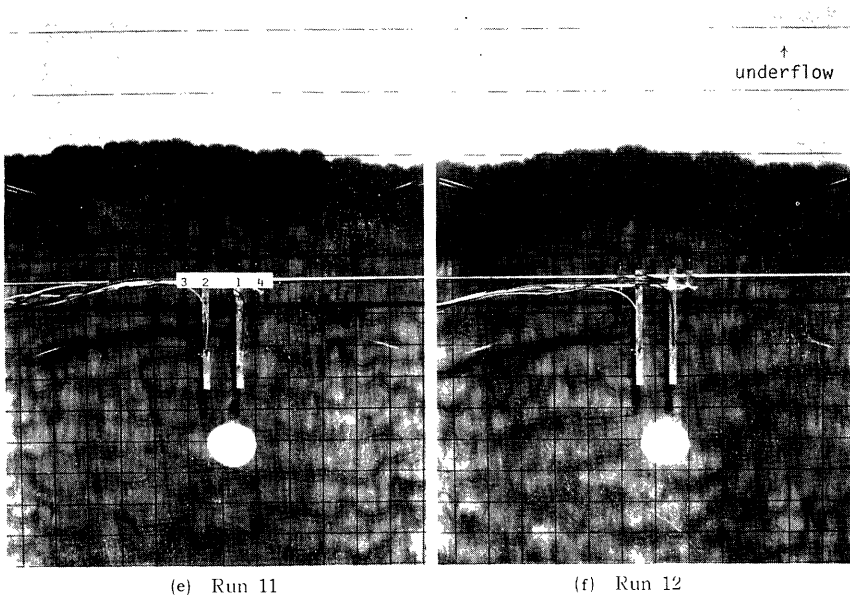
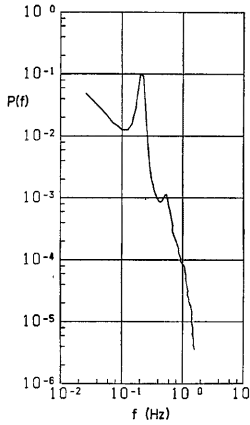


Photo 3 Typical plane view of the interfacial waves

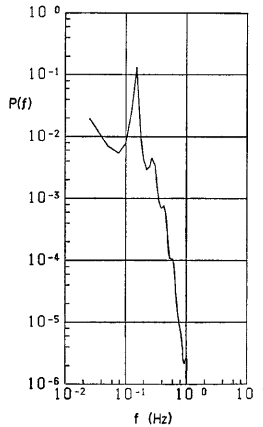
0.18±0.06 という関係が得られた。これを求めるのに使用したデータ数は約1,600であるが、混合状態が激しすぎてうまく可視化しえなかった Run 6 および 10 のデータは除外した。波速の変動はかなり大きいことがわかる。

交換密度流のように上下層流動型の界面波は、たとえば下層静止型の界面波と比較して現象は少し複雑である。小さな密度差を使用した Run 1-4 では、水理条件がほとんど同じであるにもかかわらず、Photo 2 で見られるような横断構造は現われていない。すなわち熱的影響は除去できたと考えてよい。一方、界面波の周期は 12~15sec, すなわち、隔壁から 80cm の位置ではフロントが下流端に到達するまでに 4~5 波であった。密度差を通常の範囲まであげると周期は小さくなって記録できる波の数が増した。以後は電導度データをミニフロッピーディスクに取り込んで解析した。これらの濃度変動記録から定常とみなせる部分を取りだして得たスペクトルの例を Fig. 5 に示す。ピーク周波数にはあまり大きい差異はなく、Run 8 で 0.20Hz, Run 11 では 0.15Hz 程度である。ここでは特定チャンネルの例のみ示したが、他のセンサーについてもほぼ同様の結果が得られている。Run 11 で特に顕著であるが、ピーク周波数の整数倍付近に小さなピークが認められる。同様の傾向は松永ら¹³⁾による界面付近の流速スペクトルにも見られる。これは界面波の峰と谷を感知するために現われるらしく、混合状態が進むとこれらの擬似ピークは顕著ではなくなるようである。この点について確かめる意味もあって、Run 18 では界面高さを連続的に記録した。水理条件は Run 8 と同じである。自作した界面波高計は、直径約 1mm, 長さ 2cm のステンレス電極間の抵抗値変動を測定するものであるが、実際の日視観察の結果から概ね信頼し得るものと考えられた。Fig. 6 の変位スペクトルのピーク周波数は約 0.23Hz となっているが、界面変位スペクトルでは濃度変動ピーク周波数のみが見れている。

先に示した関係から、Run 8, 11 の波速 c はそれぞれ 1.4 ± 0.5 および 1.0 ± 0.3 cm/s 程度と推定され、これと平均周期 5.0 および 6.6sec から波長はそれぞれ 7.0 ± 2.5 , 6.6 ± 2.0 cm となる。密度差の小さい



(a) Run 8



(b) Run 11

Fig. 5 Normalized spectrum of the salinity record

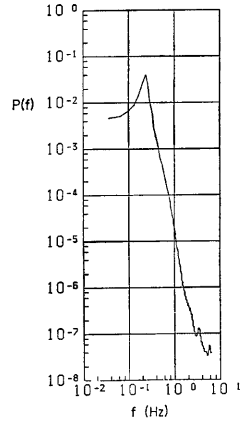


Fig. 6 Normalized spectrum of the interfacial stage (Run 18)

Run 1~4 についても同様に $c=0.7 \pm 0.2$ (cm/s), $T=12$ (sec) とすれば, 8.4 ± 2.4 cm の波長となる。これは **Photo 3** からも確認することができる。ただし、写真で見限りでは界面波の平面的スケールは流速あるいはレイノルズ数の小さい方が大きいように思われる。仮に Run 8 の界面波の平均周期として Run 18 の結果から 4.3sec にとると、Run 8 の波長は 6.0 ± 2.2 cm と修正されこの直観と一致する。以上、波速は平面写真、周期は濃度変動記録から別個に求めても写真の波長と矛盾しないことがわかった。すなわち、波峰の明瞭な界面波が濃度変動に現れる成分と同一の特性をもつものであることが確認できた。

4. 界面現象の三次元性

上に述べた波峰の明瞭な界面波は水路幅方向に連続したのではなく、ある横断スケールを有している。この特性は風波の三次元的な形状と類似であるが、風波が風速の増大とともにスケールが大きくなるのに対して、界面波の挙動はむしろ逆のようであった。**Fig. 7** は Run 11 で横断方向に 2.5 cm 離れた 2 点の濃度差の変動を示す。ここで見られる周期は界面波のそれ (約 6.6sec) と一致しており、かつ逆位相になっている。これより界面波の横方向のスケールが 5cm 程度すなわち縦波長と同程度という予想はできる。**Fig. 8** は波峰長 (発色帯の横方向の長さ) の頻度分布である。ピークの波峰長は上記の予想値よりも小さく、さらに小さい横断構造の存在を示唆していると思われる。**Photo 4** は Run 7, 8 と同条件で行った Run 15, 18 の界面波である。特に Run 18 の界面波には微細で、しかも混合状態の激しさを示すような構造が顕著である。

界面波の横断スケールについて平面写真から考察することは難しいので、ここで水素気泡法による流れの可視化結果について検討してみよう。水素気泡法を適用したのは Run 16, 17, 19 および 20 であるがこのうち Run 16, 17, 19 は Run 8 と同一条件で行ったものである。各々底面から 1.0, 5.0 および 3.0cm の高さに 0.05mm の白金線を横断方向にはった。隔壁からの距離は、それぞれ 85, 60 および 85cm である。また Run 20 では $V_d H/\nu$ を Run 8 とほぼ同じにし、水深を 10cm に設定したもので白金線の高さは底面より 1.7cm である。気泡パルス間隔はすべて 0.5sec とし、写真の撮影間隔は Run 16, 17, 20 については 2.0sec, Run 19 については 1.5sec 間隔とした。各時刻の写真から、白金線付近 (下流側) の部

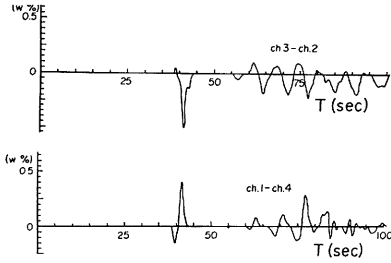


Fig. 7 Salinity differences between two probes placed near the interface. The lateral distance of the two probes (ch. 3 & 2 and ch. 1 & 4) is 2.5cm and the locations are shown in Photo 3 (e).

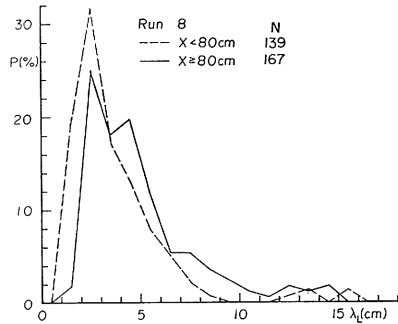
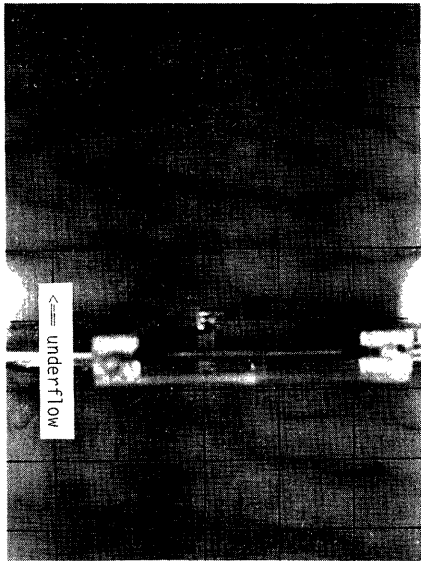


Fig. 8 Distribution of the transverse crest length of the interfacial wave



(a) Run 15



(b) Run 18

Photo 4 Fine structures on the interfacial waves

分をつないで表示したのが **Photo 5~8** である。Run 8 の条件で、気泡線間隔から推定される上層、界面および下層の平均流速は、それぞれ 1.07cm/s (Run 17), 0.59cm/s (Run 19) および 1.44cm/s (Run 16) となった。これから求める上、下層の流速勾配を用い、同種の界面波を扱った Andow ら¹³⁾に従って上層流の向きに伝播する界面波の波速を試算すると $c=1.4\text{cm/s}$ となり写真解析の結果と一致する。**Photo 5** で特に顕著であるのは気泡列中に streak として現れている低流速部分である。これらはフロントの三次元的構造を反映して、その通過と同時に直ちに形成される。フロント通過直後には極めて明確な streak 構造が

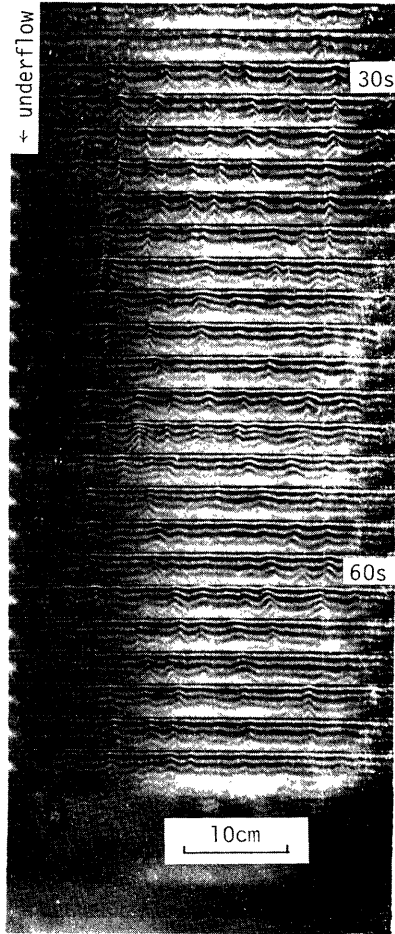


Photo 5 Low-speed streaks in the lower layer (Run 16)

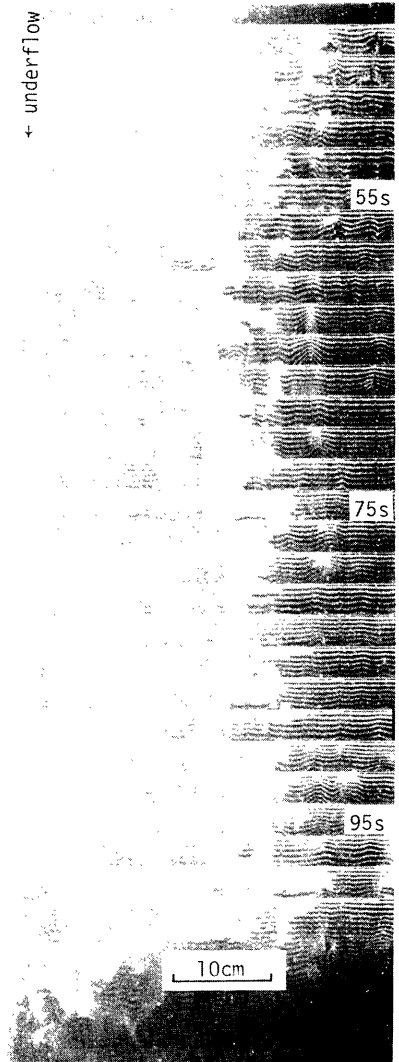


Photo 6 Low-speed streaks in the lower layer (Run 20)

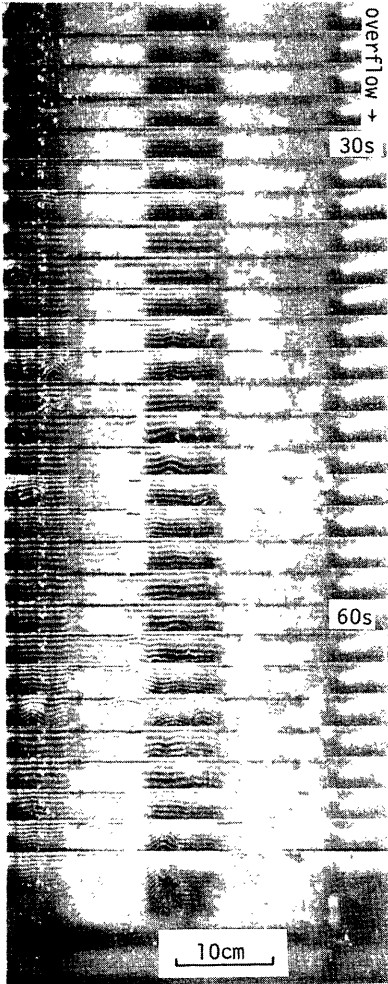


Photo 7 Hydrogen bubble pattern in the upper layer (Run 17)

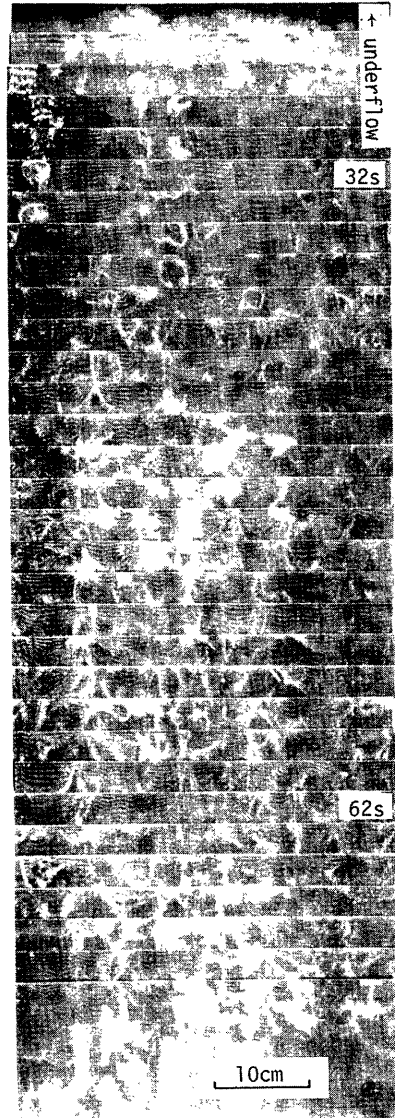


Photo 8 Hydrogen bubble pattern near the interface (Run 19)

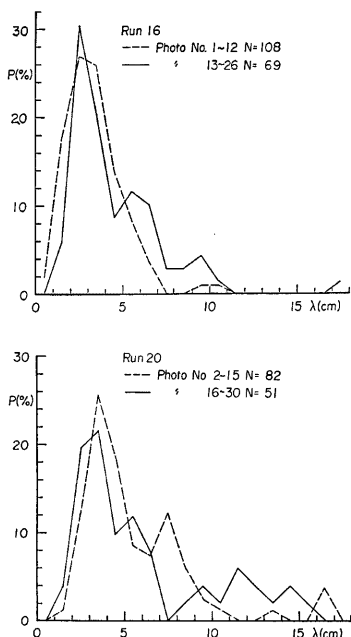


Fig. 9 Distribution of the spacing of the low-speed streaks

い。Run 20 についても傾向は類似しているが、Run 8 と比較すると大きな間隔のものが多くなり、全体としてはばらつきも大きい。Run 16 について streak 発生位置を横断方向に 1cm 単位で分割し、頻度分布の形で示したものが Fig. 10 である。図よりこうした streak が横断方向に比較的固定した位置で生じていることがわかる。ここで追跡している界面波はフロント後部に発生した渦が流下して安定化したものであり、このフロント渦の発生位置が固定したものであると考えると、後続部における界面波や streak がフロント構造を反映していると考えられる。

一方、こうした考え方とは対照的に、流況が下層流の壁面境界層における低速縞¹³⁾に相当していると考えられることもできる。この場合、通常低速縞の間隔として $y^+ = 100$ (ただし $y^+ = u_* y / \nu$) なるスケールが表示されている¹⁴⁾が、Photo 5, 6 では界面での摩擦速度 u_{*i} がそれぞれ 0.4 および 0.25cm/s 程度であるから縞間隔は 2.5cm および 4.0cm となる。これらは実験値と概ね一致している。ただし、ここでいう壁面境界層とは界面にも底面にも考えられ、しかもこの水理条件における交換密度流ではそれぞれの摩擦速度が同程度であり、いずれの境界面に発達したものは明らかではない。ただし白金線の高さとしては底面に近い。

さらに縞間隔 2.5cm が、ほぼ下層厚さに相当することから Langmuir 循環流としての説明も可能である。この際、Faller ら¹⁵⁾が述べているように風波の波長が水深程度 (ここでは界面波の波長が下層流厚さ程度) になると、セルのサイズは自動的に水深 (ここでは下層厚) 程度になる。しかしながら、水深の大きな Run 20 の下層の streak があまり明瞭ではないという事実からいうと、滑面乱流境界層の特性である可能性の方が大きいといえよう。初期の実験で何度か経験されたことであるが、電導度計の深さの設定を誤ると

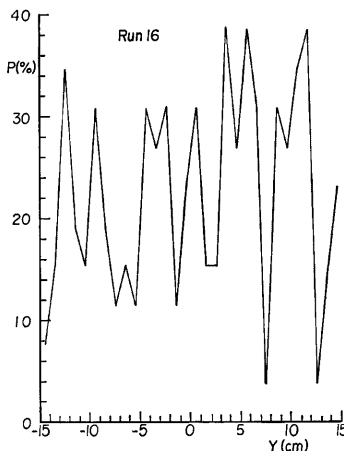


Fig. 10 Distribution of the emergency of the streak in transverse location y

持続するが、その後は時間の経過とともに弱まるようである。

Run 16, 20 について streak 間隔の頻度分布を Fig. 9 に示す。フロントからの距離の効果も見するために写真を前半および後半に分けて示している。これらは波峰長の頻度分布 (Fig. 8) の傾向と極めてよく一致しており、streak 構造が界面変動と密接に係わっている可能性が高い。

周期的な濃度変動はほとんど捉えずに、間欠的な塩水の上昇を捉えることがあった (Fig. 1)。上層流の Photo 7 では特に後半に気泡線の乱れに気づかれるが、これらは上述の並列せん流のように必ず白金線を横切るものではなく、明らかに界面から間欠的に上昇してきたものであると考えられる。Hino¹⁾ による上層流の水素気泡写真で見られる高速・低速部の交互的配列も部分的に見ることはできたが、ここでは界面から浮上する構造が目立っているようであった。

Photo 7 は時間的経過をみるために、Photo 5, 6 と同じ構成にしたが、撮影範囲全体で見出されたうちの特徴的構造を Photo 9 に示した。これがいわゆる bursting 状の渦と同じものか、そして上層への塩分混入にどの程度寄与するのかはまだ不明であるが、こうした間欠的な人が連行の真の形態であるという推論もできる。この様に考えて、界面付近の写真 Photo 8 を見直すと興味深い。確かにこの写真は界面波そのものを捉えているとも見ることができるが、タイムラインが白金線から離れるに従って、すなわち気泡が浮力によってわずかに上昇するに従って比較的規則的な波としての形態が崩れて、流下方向に尾を引いたり、ループを描いたり、ひねられたりする状況がみてとれる。こうした状況は時間的経過とともに激しくなるように思われ、界面位のわずかな上昇にもなって乱れの状況を鉛直方向に移動観察していると考えられることもできよう。界面波とは区別しにくいのが、もはや界面波から離れた渦となっているものもあり、それが乱れ遷移の段階で発生しつつある初期のバーストだとすれば、その上昇高さは $z^+ = u_* z/\nu = 40$ 程度であるだろうから、実験の平均的な $u_* = 0.4 \text{ cm/s}$ を用いれば上昇高さとして 1cm を得る。しかし、これは最尤高さにすぎないから、これ以上の上昇も十分説明はできる。ここで Fig. 3 を見ると、Run 8 の条件では発色層(混合層)厚さはやはり 1cm の程度であろう。しかし、この混合層はフロントの初速が決定されるまでに形成され、実験中は同程度で維持される。すなわち、この厚さは流れが安定限界以下に保たれるための最小限のものと考えられる。一方、現実にはこの高さを越えて上昇する渦が存在する。今の実験では水路長が短いため混入量について示すことはできないが、現地水域における密度流の混合形態の機構を重要な内部フルード数の範囲について考察した。

5. 湾曲密度流の界面現象

これまで述べてきた界面現象の三次元性はレイノルズ応力型の二次流と関連するものであるが、平均流ひずみ型の二次流と密度流の共存形態として湾曲密度流の問題をとりあげる。この現象についても既往の研究は少ないが、代表的研究として Chikwendu^{16), 17)} および Macagno & Alonso¹⁸⁾ 等があげられる。しかし、これらはいずれも上下層の流向が同じ場合の実験であって河口条件にはなっていない。河道湾曲は代表的な河口地形のひとつと考えられるので、湾曲水路において交換密度流および定常塩水くさびの実験を行った^{19), 20)}。ここでは上に界面現象に重点をおいているので、平均的な流れの特徴については簡単に述べる。

用いた実験水路を Fig. 11 に示す。湾曲交換密度流における下層フロントの進行については直線水路の結果と類似しており¹⁹⁾、乱流への遷移がやや小さいレイノルズ数で起こるようであり、Froude zone⁸⁾ すなわち、フロントが初速を保つ領域が若干長いと思われる程度であった。フロントが湾曲部を通過する段階

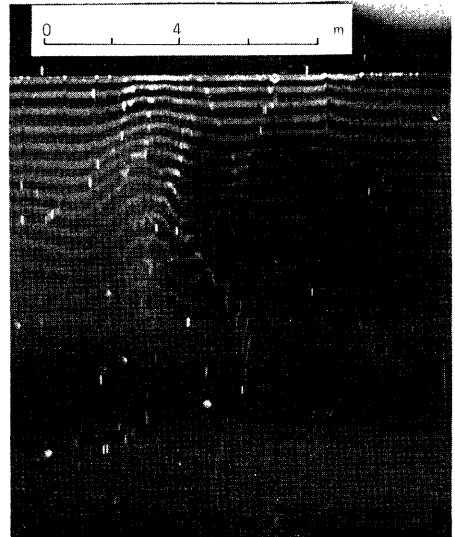
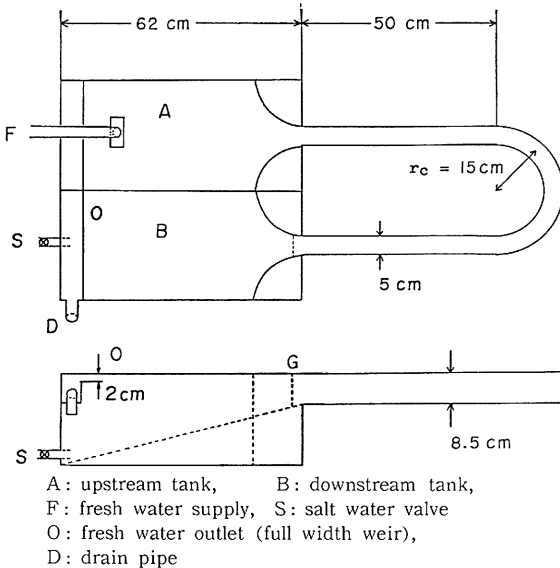


Photo 9 Observed pattern in the upper flow (Run 17) at time 64sec after barrier removal

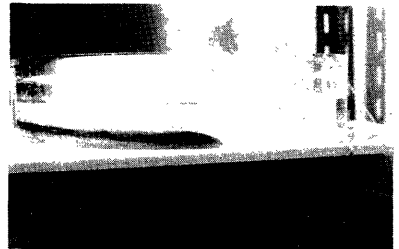


A: upstream tank, B: downstream tank,
F: fresh water supply, S: salt water valve
O: fresh water outlet (full width weir),
D: drain pipe

Fig. 11 Apparatus for the curved density current experiments

(Photo 10(a)) では、前章までに述べてきたのと同様の界面波がみられた。特にレイノルズ数が大きい場合 (Photo 10(c)) には外岸側の混合はかなり激しいものであった。しかし、時間が経過し湾曲の二次流が確立するに従って内岸側のみに発色域が残るようになった (Photo 10(b))。後者の状況は次に述べる定常塩水くさびの流況と共通している。

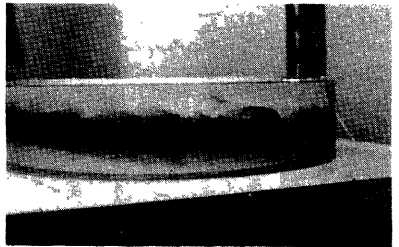
Table 2 に塩水くさびについて行った実験の条件を示す。まず、塩水くさびの侵入長 L_0 を Keulegan²¹⁾ に従ってフロント先端における内部フルード数 $F_{i0} = 2V_r/V_d (V_r = Q_r/BH, Q_r: \text{淡水流量})$ で整理すると Fig. 12 のようになる。直線水路における $-5/2$ 乗則が湾曲区間も含めて成立しており、少なくとも指数の相違は認められない。図には同程度の水路幅 ($B=5.3$ cm) における Keulegan の実験値の範囲を示してあるが絶対量についても一定の傾向が認められる。ただし、くさび先端の形状については Fig. 13 に示すような特徴がみられた。外岸と内岸における先端偏差 d を水路幅 B で無次元化し、中心曲率半径 r_c で無次元化した先端位置 (水路中央) で表示すると Fig. 14 のようになる。ただし、これはいくつかの Run について平均した結果 ($\bar{L}_0/r_0 \sim \bar{d}/B$ 表示) である。図中の数字は内部フルード数 F_{i0} を示している。ここでは $F_{i0}=0.3 \sim 0.5$ 程度となっているが、もちろん湾曲区間が河口河道のどの位置を占めるかによってこの範囲は変化する。湾曲中央部においては水路幅の2倍程度の横偏差が認められるが、湾曲部上流端では急速に減少する。すなわち、淡水流に二次流の効果が加わる



(a) Sideview of the underflow front ($\epsilon=0.017, H=4\text{cm}$)



(b) As the flow becomes nearly steady, retarding layer is formed near the inner wall region (same as (a))



(c) Just after the passage of the front, there used to be found a strong mixing especially near the outer wall ($\epsilon=0.021, H=8\text{cm}$)

Photo 10 Exchange flow in the curved channel

Table 2 Condition for the curved saline wedge experiment

	ε	Q_f (cc/min.)	F_{10} $= Q_f / BHV_d$	Re $= \frac{V_d H}{\nu}$
Series (0)	0.0029	2990~5020	0.345~0.580	2890
	0.0043	3500~5000	0.333~0.475	3520
	0.0072	4380~4880	0.321~0.358	4560
Series (1)	0.00402	3120~5020	0.305~0.492	3400
	0.00605	3830~5210	0.306~0.419	4180
	0.00806	4680	0.328	4830
Series (2)	0.00404	3170~4880	0.480~0.310	3410
	0.00605	4160~6090	0.333~0.486	4180
Series (3)	0.00800	4680~7330	0.362~0.509	5860

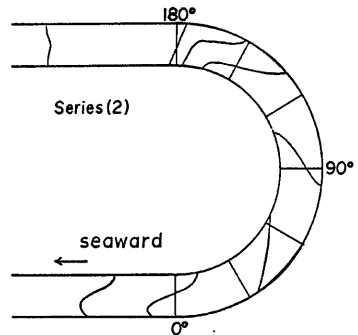


Fig. 13 Saline wedge configuration at various Froude numbers

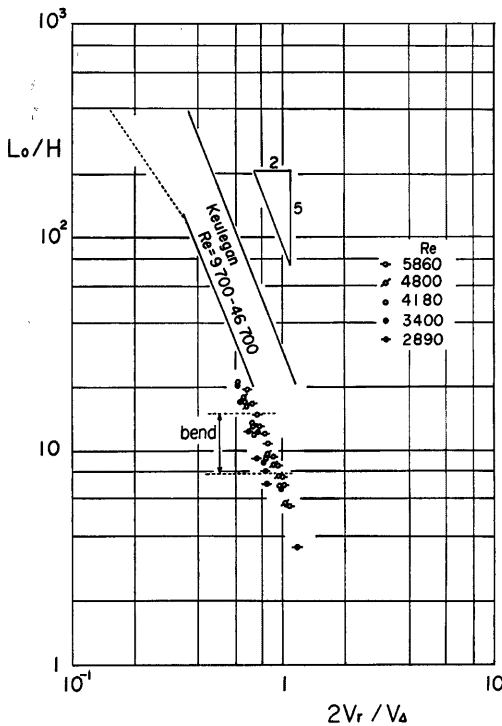


Fig. 12 Relation between intrusion length of saline wedge and densimetric Froude number due to fresh water discharge

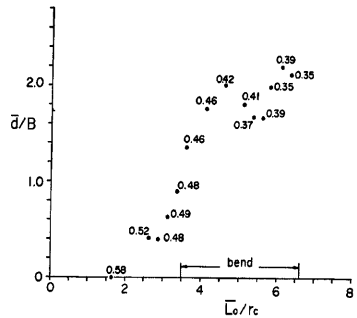


Fig. 14 Transverse difference of the saline wedge at various locations of the bend

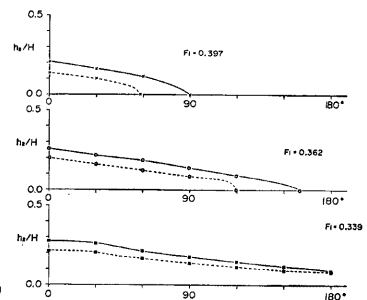


Fig. 15 Distributions of the lower layer depth (h_2) at the inner wall (full curve) and at the outer wall (broken curve)

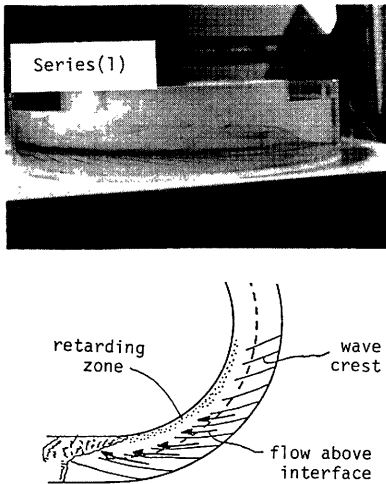


Photo 11: Interfacial visualization in saline wedge. In the outer interface, there often exist stationary biased waves.

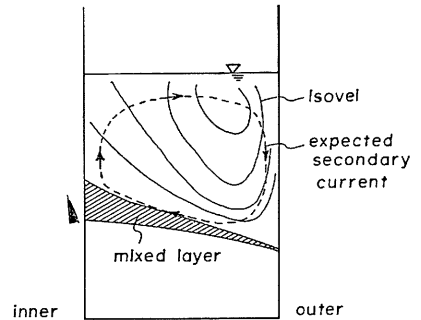


Fig. 16 Schematic view of the interface in curved stratified flow

前であればくさびの先端部の形状への影響は小さいことがわかる。

一方、後続部における界面の横断形態は Fig. 15 に示すようなものであり、界面高さの横断偏差は今回の実験範囲 ($F_{i0}=0.3\sim 0.5$) では水深の10%程度以下であって界面横断勾配が F_{i0} に比例する領域も認められた²⁰⁾、ただし、ここでいう界面高さとは二層流的な解釈で定義しうるものであって、アルカリ発色法でみた混合層の状態は、Photo 11 に示すようであった。この横断構造を模式的に示したのが Fig. 16 である。外岸側では混合層厚 δ が小さく、しかもこの距離間の流速差が大きいので明らかに不安定と思われるが、実際には δ は増大せず不安定な状態を維持しているようにみえる。すなわち流速分布が二次流によって固定されるため混合層が形成されることはない。一方、内岸側では δ が比較的大きく、また速度差も小さいので δ に基づくリチャードソン数は大きく安定しているが外岸側から混合流体の供給があるため δ は減少しない。形成された混合層(中間層)で取水を行うと明瞭な密度界面が維持されることが知られているが、ここでは二次流がその役割を果たしていることが推察される。一方、内岸側では外岸で混合された流体が輸送されて貯留され、その後正味の連行をもたらしている。なお、河口における上層部の濃度測定によってくさび全長にわたる連行係数の評価も試みているが内部フルード数の定義によって結果が異なるため直線水路における実験公式との比較については、明確な結論は得られなかった。また、こうした現象が実際河口においてどの程度の重要な意味をもっているかは現時点では明らかではないが、ここでの内部フルード数の範囲からみて、現実に起こり得る現象ではあると思われる。

6. 結 論

密度流界面波の三次元的形態と乱流境界層の類似性に着目して実験を行い、流動層の密度変化に寄与する連行機構が乱流組織渦と門種のものではないかとする考え方を示した。ここで対象とした界面波は、Keulegan 以降多くの研究者により実験されてきた層乱遷移の条件で現れる尖鋭な界面波であり、安定限界を上回ると砕波して渦構造に遷移するものである。平面的可視化により、この渦の大きさは今の水深規模では数 cm であり、特に横方向にも同程度のスケールを有することが示された。この点は交換密度流に限られるが、波速に基づいた内部フルード数は 0.18 ± 0.06 程度であり、界面波周期として実測値を与えると、界面波の平面的スケールは流速あるいはレイノルズ数の増大とともに小さくなることがわかった。この点は風波とは逆になっている。しかし、この条件では界面波から渦構造に遷移がすでに起こっている。

滑面の乱流境界層における低速縞が密度流の下層に存在しており、界面付近にもこれと似た構造があるが界面波の速度変化が大きくて目立たない。しかし、界面波のスケールとこれらの並列らせん流の横断スケールが一致するので両者の共存場はよく達成される。この境界層規模のヘアピン渦の最尤上昇高さは交換密度流における平均的な鉛直塩分分布、混合層厚さを説明しているが、これ以上の上昇高さはバースト的な挙動によってよく説明しうる。

三次元構造をもつ密度流界面現象の他の例として、弯曲密度流について考察した。交換密度流のフロント速度、塩水くさびの侵入長のような比較的明らかになっている現象について直線水路の結果と比較したが、今回の実験規模および精度の範囲内では、定量的に大きな相異点は見出されなかった。しかし、河口における内部フルード数の範囲でくさび先端の横断偏差や界面横断勾配が認められた。また、断面平均してもその差がどの程度か、現地河口においてそうした現象がどの程度重要であるのかについては例示することはできなかったが、彎曲部に特有の連行形態があることがわかった。

本研究を行うにあたり文部省科学研究費奨励研究(A)課題番号 58750425 の補助を受けたことを記しておく。

参 考 文 献

- 1) Hino, M: Large Eddies in Stratified Flow, 12th Congress, IAHR, 1967, pp. 61-73.
- 2) 村本嘉雄, 大久保賢治, 菅沼史典: 土木学会関西支部年次学術講演会, 1984.
- 3) Keulegan, G.H.: Interfacial Instability and Mixing in Stratified Flows, J. Research of Nat. Bur. Stand., Vol. 43, 1949, pp. 487-500.
- 4) Thorpe, S.A.: A Method of Producing a Shear Flow in a Stratified Fluid, J. Fluid Mech., Vol. 32, 1968, pp. 694-704.
- 5) 吉田静男: 密度界面における混合機構の研究, 土木学会論文報告集, 273, 1978, pp. 59-68.
- 6) Abraham, G. and W.D. Bysink: Magnitude of Interfacial Shear in Exchange Flow, J. Hydraulic Res., Vol. 19, No. 2, 1971, pp. 120-150.
- 7) Keulegan, G.H.: An Experimental Study of the Motion of Saline Water from Locks into Fresh Water Channels, Nat. Bur. Stand. Rept. No. 5168, 1957.
- 8) Barr, D. I. H.: Densimetric Exchange Flow in Rectangular Channels. III. Large Scale Experiments, La Houille Blanche, 1967, pp. 619-633.
- 9) Harleman, D. R. F. and A. T. Ippen: Steady-state Characteristics of Subsurface Flow, Nat. Bur. Stand. Circ. 521, 1952, pp. 79-94.
- 10) 大久保賢治, 村本嘉雄: 密度流におけるコリオリ効果に関する研究(2)—一回転系の交換密度流実験—, 京都大学防災研究所年報, 第24号 B-2, 1981, pp. 356-361.
- 11) 松永信博, 椿東一郎, 並川正, 古賀俊行: 二層密度流におよぼす規則界面波の効果, 第29回水理講演会論文集, 1985, pp. 425-430.
- 12) Andow, T., K. Hanawa and Y. Toba: Experimental Study on Internal Waves in a Stratified Shear Flow, J. Oceanogr. Soc. Japan, Vol. 37, 1981, pp. 179-192.
- 13) Smith, C.R.: A Synthesized Model of the Near-wall Behavior in Turbulent Boundary Layers, Symposium on Turbulence, Ed. Reed, X.B., G.K. Patterson and J.L. Zakin, 1983, pp. 299-327.
- 14) Smith, C.R. and S.P. Metzler: The Characteristics of Low-speed Streaks in the near-wall Region of a Turbulent Boundary Layer, J. Fluid Mech., Vol. 129, 1983, pp. 27-54.
- 15) Faller, A.J. and E.A. Caponi: Laboratory Studies of Wind-driven Langmuir Circulations, J. Geophys. Res., Vol. C7, 1978, pp. 3617-3633.
- 16) Chikwendu, L.N.: Interfacial Shape and Superelevation in Curved Stratified Flows, La Houille

- Blanche, 1966, pp. 691-697.
- 17) Chikwendu, L. N.: Secondary Currents in Curved Stratified Rivers, IAHR, 1967, pp. 439-446.
 - 18) Macagon, E. O. and C. V. Alonso: Two-layer Density-stratified Flow in an Open Channel Bend, IAHR, 1971, pp. 199-206.
 - 19) 村本嘉雄, 大久保賢治, 菅沼史典: 土木学会関西支部年次学術講演会, 1982.
 - 20) 菅沼史典: 弯曲部における密度流に関する実験, 京都大学卒業論文, 1982, pp. 1-30.
 - 21) Keulegan, G. H.: The Mechanism of an Arrested Saline Wedge, Chap. 11, Ippen, A. T. Ed., Estuary and Coastline Hydrodynamics, McGRAW-HILL, 1966, pp. 546-574.