

密度流におけるコリオリ効果に関する研究 (2)

— 回転系の交換密度流実験 —

大久保 賢 治・村 本 嘉 雄

CORIOLIS' EFFECTS ON DENSITY CURRENTS(2)

— Experiment on the Rotating Exchange Flow —

By Kenji OOKUBO and Yoshio MURAMOTO

Synopsis

In order to clarify the effects of Coriolis' force on density currents in estuaries and lakes, experiments of rotating lock exchange flow were carried out under the condition of Reynolds number $R_s=140\sim 1400$, Rossby number $R_s=0.14\sim 11.8$ and Ekman number $E_s=2.4\times 10^{-4}\sim 2.0\times 10^{-2}$.

Discharge reduction in the underflow, transverse deviation of the underflow (salt water) fronts and increase of the front velocity were observed under rotating condition, and criterion of rotating regime is estimated from the discharge reduction as $R_s\approx 4.0$. For the strong rotating regime $R_s<1$, it was found that inviscid rotating hydraulics could be applied to the flow in $E_s<O(10^{-3})$. The effects of R_s and E_s on the exchange flow are evaluated from three kinds of time $1/f$, b/V_d and H^2/ν , where f ; Coriolis' parameter, b ; breadth of the basin, $V_d=\sqrt{g'H}$; densimetric velocity, g' ; reduced gravity acceleration, H ; the depth, ν ; kinematic (eddy) viscosity.

The characteristics of mixing layer of lock exchange flow and effects of abrupt channel expansion on density currents are briefly discussed on the basis of experimental results by means of a new flow visualization technique.

1. 緒 言

密度のわずかに異なる二種の流体が、一様水路内の鉛直な隔壁の両側に、同一水位の静止状態で貯えられている。隔壁の除去にともなうて生じる両流体の交換する流れの様相は lock exchange flow あるいは単に exchange flow と呼ばれ、多くの研究者によって実験的に調べられてきた¹⁾²⁾³⁾⁴⁾。lock exchange flow (以下では交換密度流と呼ぶ)の主な水理学的特徴として次の3つが挙げられよう。

- i) 定常流と非定常流の2つの性格をあわせもっている。すなわち、開放初期には強い非定常性をもつ流れが、フロント通過後の後続流部分で次第に定常化する。
- ii) 後続部は上・下層が同程度の層厚と流速をもつ対向流であるが、半水深以下の高さをもつフロント部は潜った密度流である。全体として、常流・射流および限界流のすべてが共存した流れである⁵⁾。
- iii) 2層密度流の代表とされながら、実際には初期の混合によって中間層が形成され、3層流としての様相をもつ²⁾⁴⁾。

一方、Whitehead・Leetmaa・Knox⁶⁾(以下 WLK と書く)によって展開された回転水理学(Rotating hydraulics)は、非回転系の深い貯水池からの越流流出と同じ範ちゅうに属しており、その名称は通常の開水路水理学と同様の限界流の概念を回転系に導入したことに由来する。そこでは、Bernoulli 定理とポテンシャル渦度保存(両者は完全には独立でない)および地衡流平衡があわせ考えられ、さらに流量の最大化が

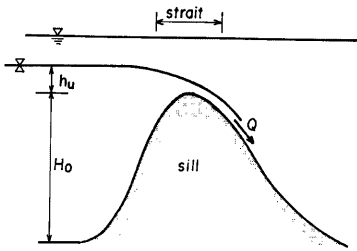


Fig. 1. Sketch of an outflow of dense fluid over a sill

はかられる。水域の十分な深さが仮定されるが、これは渦度保存と地衡流平衡の条件と深く結びついている。

WLK は Fig. 1 のような, sill を越える冷水の流出を考えた。sill 頂付近では水路幅もせばまっている。その際上流水深 H_0 が十分大きくポテンシャル渦度がゼロに保たれることと, sill 頂部での水深も十分大きく摩擦効果が無視でき, 地衡流近似が妥当であることを仮定している。彼らは sill の頂部付近を, 限界流が“等流”状態で現れるという意味で十分長い長方形水路と考え次のいくつかの結果を得た。

水路内の流れは上流水頭 h_u にもつづく Rossby の内部変形半径 $\sqrt{g'h_u}/f$ (g' は有効重力加速度, f はコリオリパラメータ) と水路幅 b との大小関係により 3 つのレジームに分類される。すなわち, つぎの Rossby 数

$$\sqrt{g'h_u}/fb \geq 1 \dots\dots\dots (1)$$

に応じて, 上, 下層流の界面が, 流下方向に向いて左側の壁にぶつかるか, 左下の隅角部を通るか, 底面にぶつかるとの 3 つの状態が現れる。sill を通る冷水流量 Q は, 回転効果が強まる ($\sqrt{g'h_u}/fb$ が小さくなる) ほど減少する。水路部の界面は地衡流と同様に傾くが, 下層流厚さの小さい場所ほど大きな流速値が予測される。

著者ら⁷⁾ は, 連続成層型の熱循環に対して, 非回転系の流速尺度 $(A/b)^{1/3}$ を用いた無次元化を行い, 同様の無次元数

$$R_s = A^{1/3} f^{-1} b^{-4/3} \dots\dots\dots (2)$$

を得た。ここに, A は水域に流入する全浮力束である。密度流に対する水路幅の効果に関しては水理および数値実験から明らかにし, 回転系における流量減少の問題については琵琶湖南湖を対象とした数値シミュレーションと現地観測の結果との比較から, 類似の結果を得ている。ただし, 我々の扱った水域は WLK のそれと比べるとずっと浅いものであった。

Rydberg⁸⁾ は下層厚の小さなところで流速値が増大するという非粘性の扱いに疑問をもち, 新たな数値解を示した。方法としては基礎式系から渦度保存式を除外し, 局所限界流仮定⁹⁾ を先に与える。界面の左端の点で下層厚も流速もゼロという条件を与え, さらに, Bernoulli 和が最大の流線のみが上流水頭 h_u と Bernoulli 定理で関係づけられるとした。しかしながら, Bernoulli 和が最大の流線の選択法に問題があるといわれ⁹⁾, 定説にはなっていないようである。

さて, 本研究で対象とするのは, 水域の幅の点では十分回転が効く範囲内にありながら, 深さの点で, 回転水理学で扱われる水深より 1~2 オーダー小さいような広い浅水域の問題である。琵琶湖南・北湖の境界付近の水域はこうした範囲の好例であり, 少なくとも水温差に起因する密度流の場合には回転が重要となることがわかっている⁷⁾。これに対して我が国の河口域は, 規模の点では琵琶湖に準じるが, そこでの密度流は淡・塩水の比較的大きな密度差に起因するものであり, R_s が増大して実質上非回転系での取扱いが妥当となりはじめるような領域である。交換密度流は, こうした河口域の密度流の最も単純な近似であった。

本研究では回転水理学で扱われるような水域と河口域との中間領域に相当する水理条件下で, よく知られている交換密度流実験を行い, 回転密度流現象における水路幅と水深の効果を調べようとする。冒頭で述べた交換密度流のもつ ii) の性格に着目すれば, 回転水理学で得られたいくつかの結果が参照できるだろう。事実 Gill¹⁰⁾ は一様水路内の均質流れにおいて, 初期の水位分布が階段関数であるような静止状態から起こる流

れについて、回転水理学の基礎式を用いて解析解を見出している。解の主たる様相は水路の右側の壁に沿う Kelvin 波の伝播であり、後続流部分での定常化が明らかである。しかしながら、Gill の場合にも摩擦効果は含まれておらず、しかも初期の水面不連続量が変形半径に比べて小さいという仮定があった。実際、浅水域では、Rydberg が考えたように摩擦効果が重要となってくるであろう。我々は回転水理学を河口域に拡張する可能性を調べるために、河口域の実験手法を回転水理学の水域にまで適用する。

2. 実験方法と実験条件

本実験で用いた実験装置を Fig.2 に示す。ターンテーブルは改造して、前報¹⁾で述べた実験におけるより回転数を減じ、0.25~2.5 r. p. m. の範囲とした。実験水槽はアクリル製で幅10cm、長さが100cm、水深は最大で15cmである。隔壁は中央に設置し、下層流のフロントが水路端に到達するまでの反射のない状態だけに着目した。フロントが伸びていく状況は、テーブル上に組んだフレームに据えたモータードライブカメラで直上から撮影した。なお、水路の両側面に対して45°の角度で鏡を設置することによって、側面からの現象把握も可能にした。Table 1 に実験の水理条件を示す。

Run 1~36 は水深 $H=2, 4, 6, 8$ cm の 4 種類、回転数 $r=0.6, 1.2, 2.4$ r. p. m. の 3 種類、相対密度差 $\epsilon=0.0025, 0.001, 0.004$ の 3 種類の組合せで行った。Run 64~99 は $H=4, 6, 8, 10$ cm, $r=0.5, 1.0, 2.0$ r. p. m., $\epsilon=0.00125, 0.005, 0.02$ の組合せである。Run 37~63 はこれら 2 組の回転実験の H と ϵ の範囲で、回転だけを止めて行ったものである。なお、 r については、設定値に十分近づけた後、ストップウォッチで実測した。 ϵ の方はあらかじめ計算した水温・濃度(重量%)による ϵ の表から、加える食塩量を概算し、実際の水温・濃度を用いて再計算した。ただし、Run 1~36には、従来の交換密度流実験で用いられた ϵ より 1 オーダー小さい run が含まれている。

前報¹⁾で示した無次元方程式の考察から、実験パラメータとして Rossby 数、Reynolds 数および鉛直 Ekman 数の 3 つを選んだ。流速スケールとして

$$V_d = \sqrt{g'H} \dots\dots\dots (3)$$

を用いるとこれらはつぎのように与えられる。

$$R_o = V_d / fb \dots\dots\dots (4)$$

$$R_s = V_d H / \nu \dots\dots\dots (5)$$

$$E_s = \nu / fH^2 \dots\dots\dots (6)$$

ただし、 ν は実験では動粘性係数、現地では鉛直渦動粘性係数である。Reynolds 数については、従来の交換密度流実験で用いられているものにとり直し、形状比 H/b を分離した。(2)式の R_o は浮力束と結びついていたので、これを浮力 Rossby 数と呼んでいた¹⁾が、(4)式の R_o は densimetric Rossby number とでも

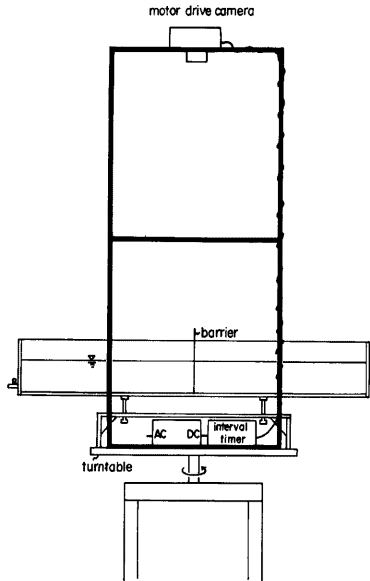


Fig. 2. Rotating exchange flow apparatus

Table 1 The governing parameters in the rotating exchange flow experiments.

R_{*n}	R_o	R_s	H/b	$10^3 E_v$	R_{*n}	R_o	R_s	H/b	$10^3 E_v$
1	0.285	1,120	0.8	0.318	51	3,340	557	0.2	30,000
2	0.247	727	0.6	0.566	52	4,170	3,490	1.0	1,190
3	0.202	396	0.4	1.28	53	3,730	2,490	0.8	1,870
4	0.143	140	0.2	5.11	54	3,230	1,620	0.6	3,320
5	0.570	2,240	0.8	0.318	55	2,640	882	0.4	7,480
6	0.494	1,450	0.6	0.568	56	8,320	6,940	1.0	1,200
7	0.403	792	0.4	1.27	57	7,470	4,990	0.8	1,870
8	0.285	280	0.2	5.09	58	6,440	3,230	0.6	3,320
9	1.14	4,460	0.8	0.320	59	5,280	1,760	0.4	7,500
10	0.984	2,980	0.6	0.550	60	16,500	13,800	1.0	1,200
11	0.802	1,580	0.4	1.27	61	14,800	9,870	0.8	1,870
12	0.567	557	0.2	5.09	62	12,800	6,410	0.6	3,330
13	2.24	4,450	0.8	0.629	63	10,400	3,490	0.4	7,405
14	1.94	2,890	0.6	1.12	64	0.830	3,490	1.0	0.238
15	1.58	1,570	0.4	2.52	65	0.742	2,490	0.8	0.372
16	1.12	556	0.2	10.1	66	0.643	1,620	0.6	0.662
17	1.13	2,240	0.8	0.631	67	0.524	882	0.4	1.49
18	0.975	1,450	0.6	1.12	68	1.65	6,950	1.0	0.237
19	0.796	792	0.4	2.51	69	1.48	4,990	0.8	0.371
20	0.563	280	0.2	10.1	70	1.28	3,230	0.6	0.660
21	0.563	1,120	0.8	6.28	71	1.05	1,760	0.4	1.49
22	0.487	727	0.6	1.12	72	3.28	13,800	1.0	0.238
23	0.398	396	0.4	2.51	73	2.94	9,870	0.8	0.372
24	0.281	140	0.2	10.0	74	2.54	6,410	0.6	0.660
25	4.46	4,460	0.8	1.25	75	2.08	3,490	0.4	1.49
26	3.86	2,900	0.6	2.22	76	3.35	3,490	1.0	0.960
27	3.15	1,580	0.4	4.98	77	3.00	2,490	0.8	1.51
28	2.23	557	0.2	20.0	78	2.59	1,620	0.6	2.66
29	2.24	2,240	0.8	1.25	79	2.12	882	0.4	6.01
30	1.94	1,450	0.6	2.23	80	6.68	6,960	1.0	0.960
31	1.58	792	0.4	4.99	81	6.00	4,990	0.8	1.50
32	1.12	280	0.2	20.0	82	5.17	3,230	0.6	2.67
33	1.12	1,120	0.8	1.25	83	4.24	1,770	0.4	5.99
34	0.970	727	0.6	2.22	84	13.2	13,800	1.0	0.957
35	0.792	396	0.4	5.00	85	11.8	9,870	0.8	1.49
36	0.560	140	0.2	20.0	86	10.3	6,410	0.6	2.68
37	10,800	12,600	1.4	612	87	8.38	3,490	0.4	6.00
38	7,630	4,460	0.7	2,440	88	6.42	13,800	1.0	0.465
39	7,070	3,540	0.6	3,330	89	5.77	9,920	0.8	7.27
40	5,770	1,930	0.4	7,470	90	4.98	6,420	0.6	1.29
41	9,990	10,000	1.2	833	91	4.06	3,490	0.4	2.91
42	9,570	8,790	1.1	990	92	1.62	3,490	1.0	0.464
43	9,120	7,610	1.0	1,200	93	1.45	2,500	0.8	0.725
44	8,650	6,500	0.9	1,480	94	1.26	1,620	0.6	1.30
45	6,680	4,460	0.8	1,870	95	1.02	880	0.4	2.90
46	6,240	3,650	0.7	2,510	96	3.24	6,960	1.0	0.466
47	5,790	2,900	0.6	3,330	97	2.90	5,000	0.8	0.725
48	5,280	2,210	0.5	4,780	88	2.51	3,230	0.6	1.30
49	4,720	1,580	0.4	7,470	99	2.05	1,760	0.4	2.91
50	4,690	1,020	0.3	13,400					

Kinematic viscosity coefficient ν is assumed to be a constant value of $0.01(\text{cm}^2/\text{sec})$

呼ぶべきものであろう。しかし、両者は本質的には同じものであり、特に混乱のない限り簡単に Rossby 数と呼ぶか、あるいは単に R_s と書くことにする。(4), (5), (6)式のうち2つのパラメータと H/b がわかれば次の変換式で残るひとつがわかることになる。

$$R_s/R_e = (H/b)E_s \dots\dots\dots (7)$$

さて、これらのパラメータの数値が現地でのどの程度になっているのかを示すために、回転水理学の文献に現

Table 2 Example of the Rotating Hydraulic flow (Eddy viscosity coefficient is assumed to be 1 cm²/sec.)

	L (km)	H (m)	g' (m/sec ²)	$10^4 \cdot f$ (sec ⁻¹)	V_d (m/sec)	H/b	R_s	R_e	E_s	ref.
Denmark strait	100	620	.00333	1.34	1.4	0.0062	0.11	8,700,000	2.0×10^{-6}	WLK (1974)
Anegada passage	5	100	.0004	.45	0.20	0.020	0.89	200,000	2.2×10^{-4}	WLK (1974)
Gibraltar strait	7	290	.020	.85	2.4	0.041	4.0	7,000,000	1.4×10^{-5}	WLK (1974)
Denmark strait	100	(100)	.00372	1.34	0.61	0.0010	0.015	610,000	2.5×10^{-5}	Smith (1975)
Gibraltar strait	7	(200)	.0123	.85	1.6	0.029	2.6	5,200,000	1.7×10^{-5}	Smith (1975)
Jungfern sill		1,800		.45					6.9×10^{-7}	Gill (1976)
Faroe Bank channel		900	.0050	1.29	2.1			19,000,000	9.6×10^{-7}	Rydberg (1980)
Bohnholm strait	30	60	.0040	1.19	0.49	0.0020	0.14	290,000	2.4×10^{-4}	Rydberg (1980)
Biwa-ko oohashi	2	10	.0025	.84	0.16	0.0050	0.95	16,000	0.012	

れている例をまとめたのが **Table 2** である。深さスケールとして sill 頂での全水深 H を用いた。最下行に琵琶湖大橋付近の冬季密度流に関する数値も示されている。ただし、Smith¹¹⁾による二つの例では、文献に示された下層厚さのオーダーが H として用いられており、同じ水域に関する WLK の評価と比較される。この深さスケールの差は R_s に最大限1オーダーの差を生じるものである。なお、Gibraltar 海峡の密度差 (g') が大きいのは、他の海域の密度流が温度差にもとづくものであるのに対し、そこで起こる密度流は塩分差によるものだからである。この両者の差も R_s にして約1オーダーである。さらに R_s , E_s の算定には一律に $\nu=1$ cm²/sec を用いている。気づかれるように回転水理学で扱われた水域では $E_s \leq O(10^{-4})$ 、琵琶湖では $E_s = O(10^{-2})$ となっている。

本実験における R_s と R_e の範囲を **Fig. 3** に示す。各実験点のシンボルについては後述する。回転・非回転の両実験についての R_s の範囲を比較するために、宇治地点におけるコリオリパラメータ $f=8.4 \times 10^{-5}$ (sec⁻¹)を用いて非回転実験の R_s を計算し、図中に示した。回転実験では、湖沼クラスの E_s を対象にしたために、いくつかの run で R_s が $O(10^2)$ まで下がっているが、 R_s の上限の方は非回転実験と同程度である。 R_s が $O(10^3)$ を越えるとフロントの形状や進行特性および抵抗係数などが R_s に依存しなくなることが知られている²⁾³⁾⁴⁾。逆に R_s が $O(10^3)$ 以下になると進行特性などに R_s の顕著な効果が現われてくるので、そうした範囲での現象を E_s の大きいことにすべて帰着させるわけにはいかない。しかしながら、同じ R_s , E_s をもつ run を何ケースかずつ行うようにしたので、個々の効果はある程度分離できるだろう。 R_s まで現地の現象に近づけることは、こうした小規模実験では難しく、まず回転系で重要な R_s と E_s の相似

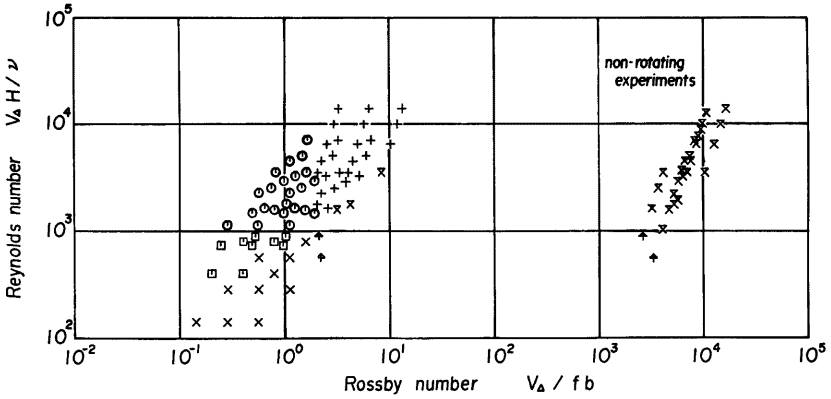


Fig. 3. Experimental condition in Rossby and Reynolds number

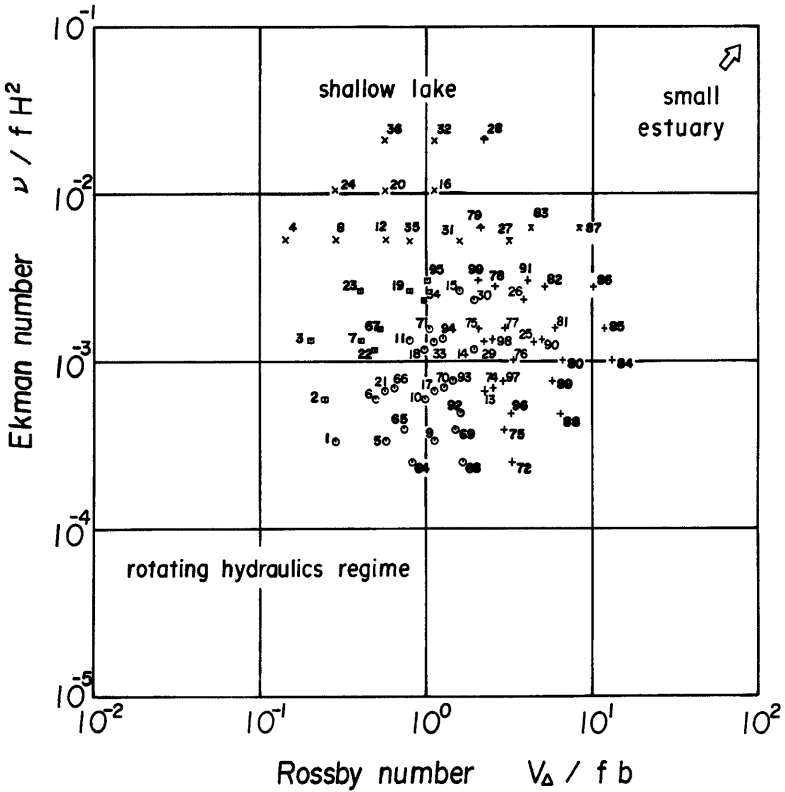


Fig. 4. Experimental condition in Rossby and Ekman number

を考えた。この R_o と E_s の設定を run 番号とともに示したのが Fig.4 である。Table 2 で示した R_o と E_s の範囲を参考にして、図中には2つの領域が示してある。 E_s が $O(10^{-4})$ 以下のものを回転水理学(対象)領域、 $O(10^{-2})$ 以上のものを浅水領域と呼ぶ。もちろんこの区分は概略にすぎないが、本実験条件は両者の遷移領域(沿岸、大湖沼、諸外国の広い河口など)に分布している。この図には、非回転実験の条件点をプロットしていないが、今回の実験では $E_s \sim O(1)$ となる。

Fig. 3, 4 の実験点のシンボルは、 R_o , R_{**} , E_s の適当な限界値 ($R_{**}=2, R_{**}=10^3, E_s=4 \times 10^{-3}$) と

の大小で Table 3 に示すように分類している。なお、Fig.4 の各領域の右半分は、淡・塩水密度差による強い (V_d の大きい) 密度流を示しており、浅水領域の右上方向の延長に、通常の小規模河口に相当する領域がつながっていく。

3. 下層流の水利特性

3.1 フロントの進行特性

まず、非回転系における交換密度流研究の初期の主眼であったフロントの進行特性について調べる。Keulegan, Barr らは、進行が次のいくつかのパラメータの関数として規定されると考えた¹¹²⁾。

$$T/T_d = \phi(L/H, V_d H/\nu, H/b) \dots\dots\dots (8)$$

ここに、 L は初期隔壁位置から測ったフロントの長さ、 T はこの伸びに要する時間であり、 T_d は次式で定義される交換密度流の時間スケールである。

$$T_d = \sqrt{H/g'} \dots\dots\dots (9)$$

いくつかの典型的な実験写真を Photo 1 に示す。上、下層のフロントは、それぞれの進行方向右側の壁にはりついて進む逆対称の内部 Kelvin 波の様相を呈している。ここで対象としたのは下層流のフロントであり、回転実験ではその先端位置を右側の壁で読取った。なお、水槽底面の格子間隔は 1 cm である。Fig. 5 は g' と H が同じで f の異なるいくつかの run の無次元進行曲線を示している。非回転系の多くの実験結果から、 R_o の特に小さい (10^3 以下) 場合を除いて、次の初速 C_0 が維持されることが知られている¹¹²⁾。

$$C_0 = K_0 V_d \dots\dots\dots (10)$$

ここに K_0 は 0.45~0.47 の定数である。各図中には(10)式で示される直線 ($K_0=0.45$) が示してあるが、非回転の run はこれとよく適合している。 R_o が 10^3 以上の各図からわかることは、次の Froude 数

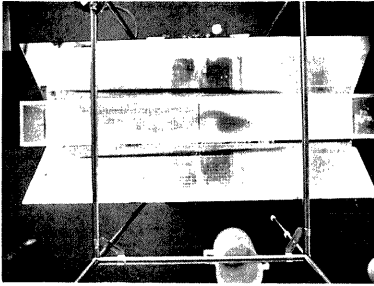
$$F_i = (L/H)/(T/T_d) = (L/T)/V_d \dots\dots\dots (11)$$

が同一の g' と H について f の増加とともに増大することである。逆に R_o の小さい Fig. 5 (d), (e) で全般的に、 F_i が減少するのは非回転実験と同様であるが、回転の効果は時間的にも変化し、(d)では最初、乱流域と同じく回転の強いほど F_i は大きいが、流下とともに回転の強いものから順次減速する。(e)ではきわめて初期から、この逆転が生じている。このように層流域では、 R_o の大きい範囲における f の増大ともなう F_i 増加はなく、少なくとも十分に時間が経過したところでは逆に F_i は減少するようである。

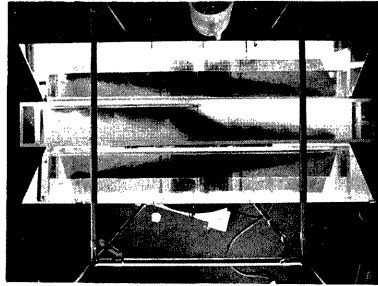
すべての run についてフロントの進行特性を比較するため、Fig. 6 を示す。congruency diagram と呼

Table 3 The symbol for the experiment.

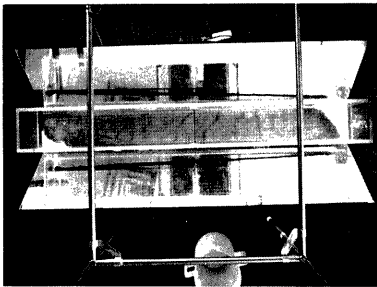
$R_o \leq 2$	$E_v < 0.004$	$E_v \geq 0.004$
$R_o > 2$	○	+
$Re \geq 10^3$	□	×
$Re < 10^3$		⊕



(a)



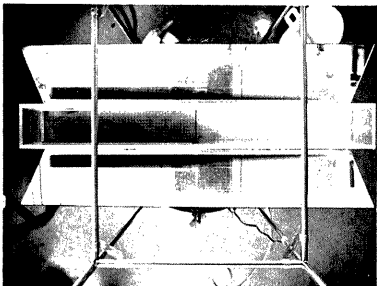
(b)



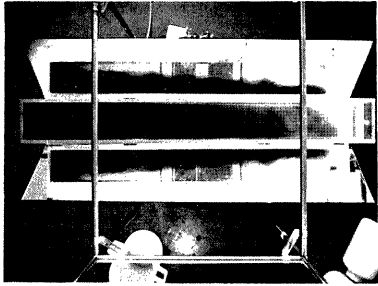
(c)



(d)



(e)



(f)

Photo 1 Typical fronts in rotating exchange flow.
Underflow front is stretching to the right.
(a) Run 4 (b) Run 5 (c) Run 27
(d) Run 28 (e) Run 67 (f) Run 76

ばれるこの図は、Barr²⁾ が非回転系における交換密度流の R , 依存性を調べるために用いたものである。実線は Barr による大型水路 (幅152cm, 長さ87.5m, 最大水深42cm) 実験の結果である。水路諸元の相違にもかかわらず今回の非回転実験の結果は Barr の結果とよく適合している。回転実験の結果もあわせプロットしてあるが R , の大きい範囲 ($R_s > 10^3$) では, E_s が小さい ($E_s < 0$ (10^{-3})) ので, 現象は R_s だけに依存するだろう。したがって, この領域での F_i 増加は純粋に R_s の効果である。図の右側に示した数値は $R_s > 10^3$ の範囲での平均として求めた, 各 R_s のクラスごとの等時間線の縦距である。実験で得た T/T_s の範囲では, 回転により10~20%程度の速度増がある。

一方, R_s の小さい範囲での進行特性に関しては有意な情報は引出し得なかった。すなわち, Fig. 5(d), (e) にみられる回転増加にともなう F_i の減少も Fig. 6 では明らかではなく, 全般に R_s の効果だけで説明されるようである。 R_s の大きな run では初期 (隔壁除去) の擾乱が, 直ちに打消されてしまうが, R_s の小さな run では, この擾乱の影響が長く残ることもひとつの原因と考えられる。その意味で Fig. 6 のプロットには T/T_s のなるべき大きなデータを用いた。しかしながら, 根本的な解決としては, R_s が少なくとも 10^3 以上の範囲で, ここでの R_s や E_s を再現することが必要である。そのためには実験水槽を少し大型化しなければならず, 今後の課題としたい。

3.2 流れの偏向機構

準備としてまず WLK⁶⁾ の結果を参照する。Fig. 7 に示すような対向流について, 下層厚 h_2 , 鉛直平均下層流速 v_2 , 下層流量 Q は次のようになる。 $R_s \geq 1$ の場合について,

$$h_2 = \frac{H}{2} \left(1 + \frac{x}{x_0} \right) \dots\dots\dots (12)$$

$$x_0 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{g'H}{f^2}} = \frac{b}{2} R_s \dots\dots\dots (13)$$

$$v_2 = \frac{1}{2} \sqrt{g'H} \left(1 - \frac{x}{x_0} \right) \dots\dots\dots (14)$$

$$Q = \frac{1}{4} \sqrt{g'H} H^{3/2} b \left(1 - \frac{1}{3R_s^2} \right) \dots\dots\dots (15)$$

$R_s < 1$ のときには

$$Q = \frac{1}{6} \frac{g'H^2}{f} = \frac{b^2}{6} R_s^2 f H \dots\dots\dots (16)$$

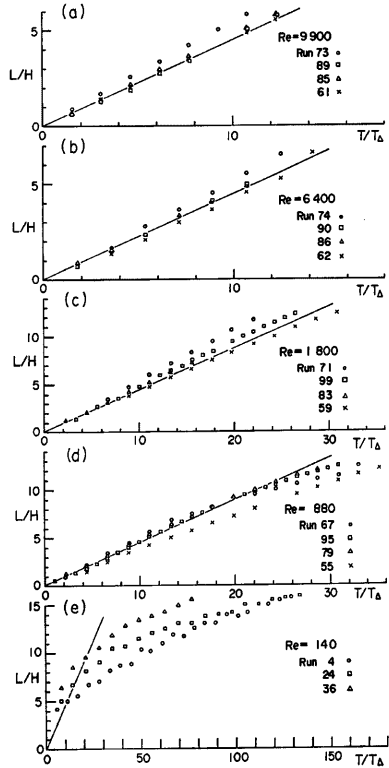


Fig. 5. Rotation effect on the front propagation

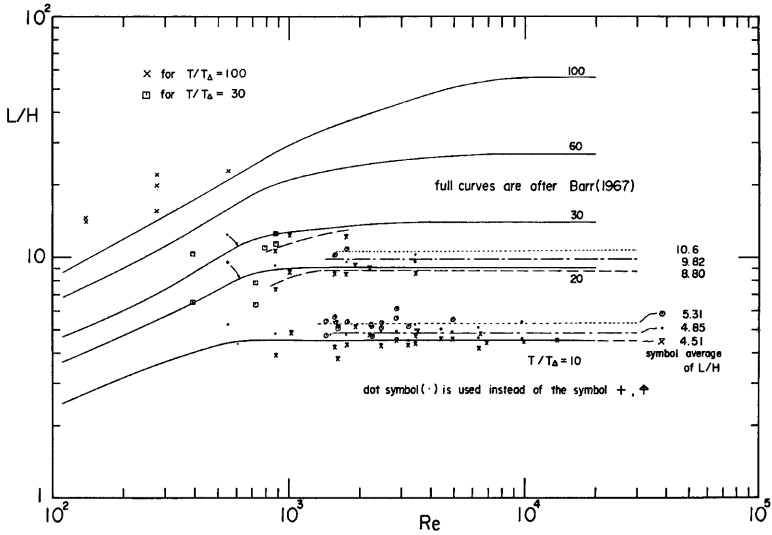


Fig. 6. Congruency diagram for the rotating exchange flow

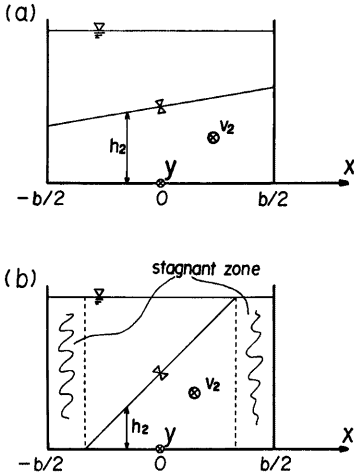


Fig. 7. Definition sketch of two directional flow by WLK (a) $Ro > 1$ and (b) $Ro < 1$

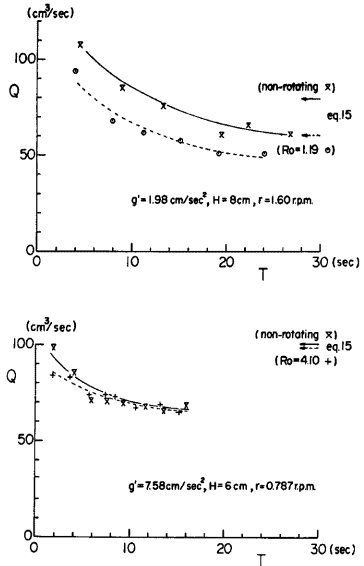


Fig. 8. Discharge reduction due to rotation

上の2つの Q の予測式については WLK が実験的に確かめている。

隔壁を開放し、一定時間の交換を起こさせた後、再び隔壁を閉じて片側の水槽内の初期・最終濃度差から平均流量を推定するという WLK と同種の実験を、一様水路の交換密度流について行った。本実験は(15)式の範囲に限られていたが、Fig. 8 に示すように、回転による流量減少が明瞭であり、(15)式にもかなり一致するようである。

一方、Rydberg⁹⁾ が扱ったのは、全水深に比べてかなり層厚の小さい、深く潜った下層流である。Fig. 9 に座標系と変数の説明を示す。こうした流れに対して、局所限界流の仮定

$$v_2^2 = g' h_2 \dots\dots\dots (17)$$

と地衡流平衡

$$f v_2 = g' \partial h_2 / \partial x \dots\dots\dots (18)$$

とを考えると、 $R_0 < 1 (x_0 > b)$ について

$$x = -x_0 \text{ で、 } v_2 = 0, h_2 = 0 \dots\dots\dots (19)$$

の条件下で v_2, h_2 が解け、下層流量 q_0 が

$$q_0 = \int_{-x_0}^0 v_2 h_2 dx = \frac{f^3 x_0^4}{32g'} \dots\dots\dots (20)$$

と求まる。ここに、 x_0 は界面が底面とぶつかる点であり、(20)式から

$$x_0 = 2(2g' q_0 / f^3)^{1/4} \dots\dots\dots (21)$$

となる。Rydberg は q_0 を上流パラメータ h_* と結びつけるために、Bernoulli 式を制限つきで用いなければならなかったが、ここで考えている交換密度流については、単純に(16)式の Q を(21)式の q_0 に代用するだけでよいと思われる。すなわち、回転水理学で扱われるように、 E_* が十分小さく ($E_* < O(10^{-3})$)、 $R_0 < 1$ の範囲では、(16)、(21)式より

$$x_0 = 1.52 b R_0 \dots\dots\dots (22)$$

となる。同様の状況における WLK の予測式は

$$x_0 = \sqrt{2} b R_0 \dots\dots\dots (23)$$

である。ここでは、Rydberg の式をフロント部に、WLK の(16)式を隔壁位置に適用し、2つの断面間の進行は無視した。隔壁断面と先端部ではともに横方向の流速 u が縦方向の流速 v に比べて無視できると考えている。Fig. 10 に、このような R_0, E_* の範囲でのフロントの模式図を、Table 4 には WLK の対向流と Rydberg のモデルの比較を示した。両者の遷移区間には、幅の広い水路での Gill¹⁰⁾ の解で見られるような $u \approx v$ の場所がある。小さいながら存在する Ekman 輸送も図には示している。このように、非粘性領域 ($E_* < O(10^{-3})$) の強回転レジーム ($R_0 < 1$) においては、コリオリ効果のために、フロントの右側の壁への偏向・到達が直ちに達成され、以後の流れは壁に沿う一方向流となる ($u \approx 0$)。

次に、やはり $R_0 < 1$ であるが、 E_* が $O(10^{-2})$ 程度の浅水域の密度流を考える。Fig. 11 は、こうしたパラメータ条件で行った数値実験結果である⁷⁾。この流れは短辺の一方(図の左側)が冷源、水面が熱源

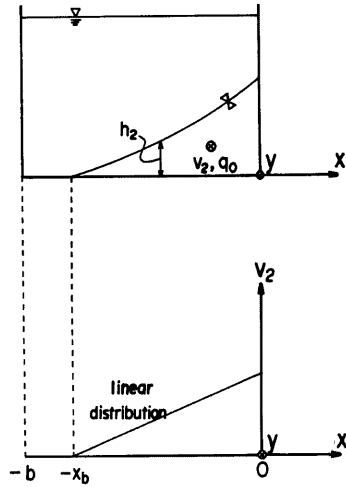


Fig. 9. Submerged flow model by Rydberg

Table 4 The comparison between the two directional flow by WLK and the submerged flow model by Rydberg.

Flow in two directions by WLK	Submerged flow by Rydberg
$h_2 \approx H/2$	$h_2 \leq H/2$
vertically averaged velocity	vertically averaged velocity
neglegible transverse velocity	neglegible transverse velocity
uniform and critical	locally critical
vorticity preserved (linear velocity distribution)	non-preservation of vorticity
geostrophic	geostrophic (linear velocity distribution)
valid at the barrier section	rotation lagging front with uniform width

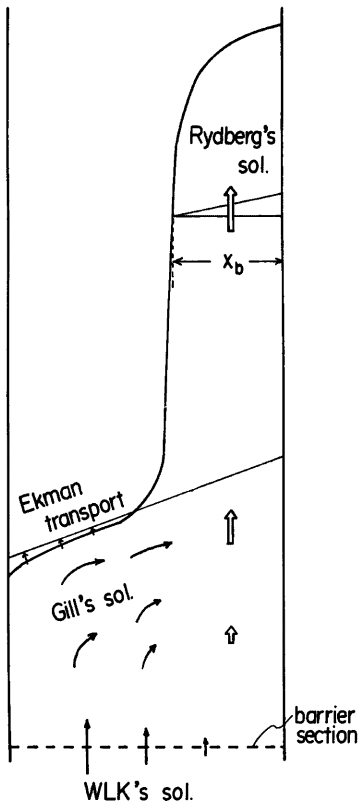


Fig. 10. Rotation lagging front in a wide and deep channel

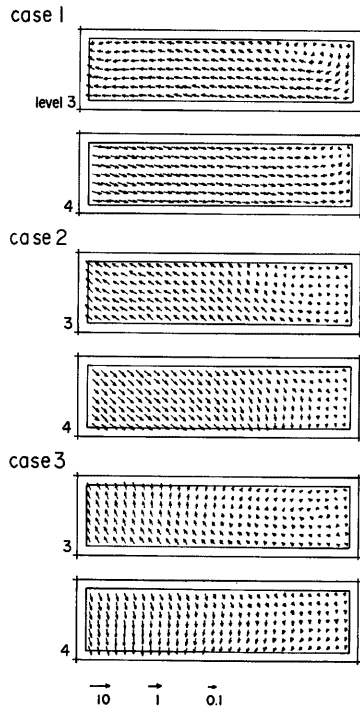


Fig. 11. Rossby number effect on the deflection of steady heat convective flow

となるような定常熱循環であるため、特に回転の強い case ではフロントが停止する。しかし、顕著な流れの生じている領域全体において流れの大きな偏りがみられる。 E_s を 0.01 の一定値に保ったこれらの実験では Fig. 12 に示すように流れの偏向角 θ が R_s^{-1} にほぼ比例しているようである。同様の流れの大きな偏向角が Sumbuco¹²⁾ らによって計測された。回転台の上で、堰を越える均質流れが調べられたが、堰頂における流れの平均偏向角 θ について

$$\tan \theta = 0.38f \dots\dots\dots (24)$$

という結果を得ている。越流水深 h_0 についてのデータは示されていないが、 $h_0 = 1 \sim 3 \text{ cm}$ と思われる。 $b = 25.7 \text{ cm}$, $g' = g$ を用いると $h_0 = 1.5 \text{ cm}$, $f = 1.5 \text{ s}^{-1}$ の場合に

$$R_s = 0.99, E_s = 3 \times 10^{-3} \dots\dots\dots (25)$$

となる。仮定した h_0 に誤りがなければ、回転水理学の実験としてはかなり大きな E_s を得る。さらに、 h_0 が一定に保たれたとすれば、 g, b は定数であるから(24)式から θ は R_s^{-1} に比例する関係となる。

さて、流れの偏向角が R_s に反比例するという上記の実験事実に対して、偏向角が E_s に規定されるという結果を導くことができる。準備として次のような単純化をする。すなわち、回転系では、密度流に固有の中間層あるいは混合層が、底面に沿って形成される Ekman 層と同一のものになる。有限厚さの混合層が介在する場合、界面抵抗や連行の概念は、非回転系においてもまだ十分理解されていない。ここではこれら複雑さを避けるため、界面が剛な境界であり、下層流を管路内の均質流れのように仮定する。こうした仮定から R_s の大きさによって Fig. 13 に示すような 2 つの極限が考えられる。

ひとつは R_s が十分大きく、界面がほとんど水平な場合 (Fig. 13(a)) である。この場合の流れの偏向角 θ は、隔壁断面のような定常横断面内で、Ekman 輸送との平衡を考えることにより

$$\tan \theta = \frac{2\sqrt{2}E_s}{1 - 2\sqrt{2}E_s} \dots\dots\dots (26)$$

となる。ただし、Ekman 層厚として $\sqrt{2\nu/f}$ を用いている。 $E_s \ll 1$ の場合には $\tan \theta = 2\sqrt{2}E_s$ となり¹³⁾、偏向角は小さい。もう一方の極限は、Fig. 13(d) に示すような、 $R_s \ll 1$ の場合である。この場合、流れの幅が減少するので E_s の大小にかかわらずやはり偏向角は小さくなるだろう。Fig. 13(b), (c) は中程度の R_s についてのものである。界面を傾いた地形のように考えるとき、Vaziri & Boyer の数値解析結果¹³⁾を参照することができる。彼らは同一の R_s, E_s について、地形勾配 ($O(R_s)$) が大きいほど流れの偏りが大きくなることを示した。この場合の地形勾配は界面勾配に他ならずこれは R_s^{-1} に比例する量である。さらに詳しく言えば、流れは地形コンターに沿うように偏向するので実際には、この偏向流れが地衡流平衡となる。すなわち、

$$\tan \theta = \frac{u_2}{v_2} = \frac{\partial h_2 / \partial y}{\partial h_2 / \partial x} \dots\dots\dots (27)$$

である。このように回転系密度流の偏向角は R_s と E_s あるいは、ここでは無視した連行過程によって規定されている。

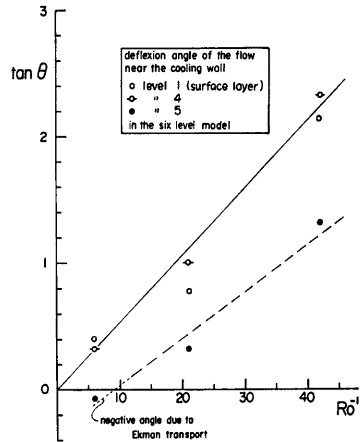


Fig. 12. Deflection angle versus inverse Rossby number

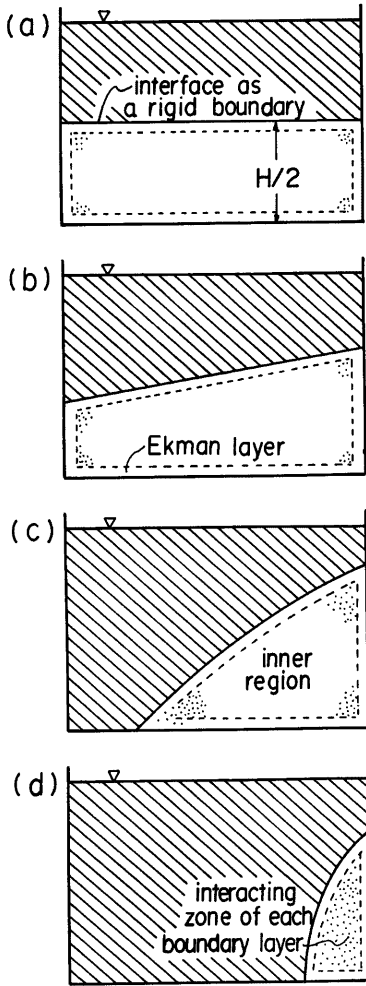


Fig. 13. Flow under inclined interface as a rigid boundary

run は Fig. 4 中である領域を形成する。同様に $L/H=8.0$, $d/b=1.7$ 付近に終点のある Run 23 より急な傾きをもつ run を調べると、第2の区分線が容易にひけるだろう。Fig. 15 の区分線は右側が切立った上に凸な曲線であってフロントの横偏差が $R_0 \geq 0(1)$ 付近からは R_2 により、 $R_0 < 0(1)$ では E_0 によって決まることを示しており、記号区分とよく対応している。しかし、この領域区分は L/H によって変化するだろう。たとえば、Run 95 は、上記の第2の区分に入っているが、 L/H が10を越えると Run 23 の

一方、交換密度流のような伝播問題では、2つの時間スケールの比較により、 R_0 と E_0 の各効果の卓越性を判断できる。すなわち、Ekman 層の形成時間である spin-up 時間⁽⁴⁾

$$T_s = \frac{1}{f} \sqrt{\frac{1}{E_0}} \dots \dots \dots (28)$$

と移流時間

$$T_a = b/V_d \dots \dots \dots (29)$$

の比較を行えばよい。フロント部分まで含めた全区間では Ekman 層が形成される場合には $T_s < T_a$ であって

$$R_0 < E_0^{1/2} \dots \dots \dots (30)$$

でなければならないことがわかる。交換密度流では、流下方向に下層厚が減るので、(30)式を満たすような run で現れるフロントは、確立した界面および底面上の各 Ekman 境界層が強く相互作用するはずである。こうしたフロントは、(27)式で示されるような地衡流関係を満足する内部領域がない。水路が十分長く E_0 も大きければ、同じ状況が隔壁断面でも生じるだろう。一方、(30)式が満足されないような範囲（たとえば先述の回転水理学領域）では、Ekman 層が隔壁位置から次第に形成されるが、それが伸びる速度はフロントの進行速度よりずっと小さくなるだろう。

3.3 フロントの偏り

前節では、特に流れの偏向角に着目して、流れの構造について若干の考察を行った。ここでは、フロント形状の流程変化とその平衡形状について考える。Fig. 14 は無次元化した左右のフロント偏差 d/b が、右側の先端位置 L/H によってどのように変化するかを示されている。各実験点と原点を結ぶ直線の勾配は、水平面内で見たフロントの侵入長と、側面から見たそれとの比を示すことになり、時間の概念は除去されている。

前出の Table 3 の記号区分により大よその領域区分がなされていることがわかる。たとえば $L/H=8.0$, $d/b=4.0$ 付近に終点をもつ Run 22 より急な傾きをもつ run を調べると、Fig. 15 に示すようにこれらの

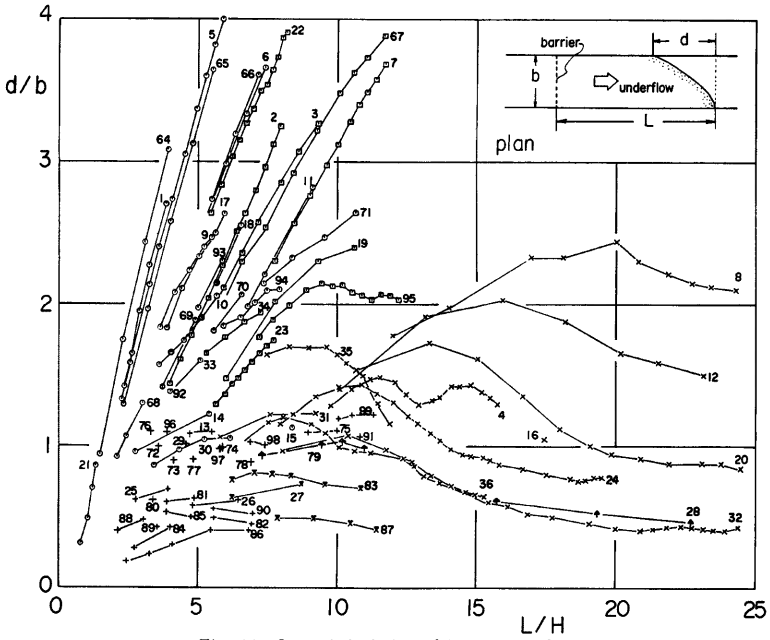


Fig. 14. Lateral deviation of lower layer front

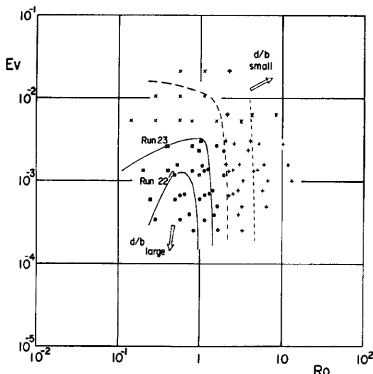


Fig. 15. Rossby and Ekman number effects on the front configuration

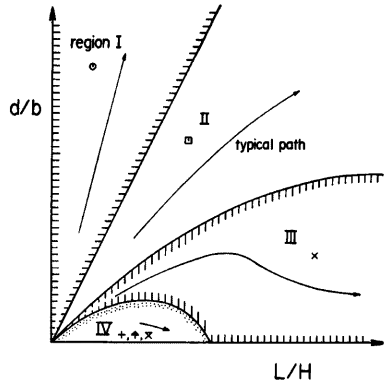


Fig. 16. Classification of four region for lateral deviation of lower layer front

d/b の値が, Run 95 のそれを上回るかも知れない。このように実験結果は有限の水路長さにも制約されるので, 水路長さを含めた分類が便利である。これは(28), (29)式の T_u, T_s の大小関係, すなわち(30)式の意味と関連しているが, フロントには横偏差 d/b が平衡するものとそうでないものがある。前者の代表である×印の run (以下で region III という) では, d/b がピーク値に達した後, あるレベルで平衡するまでの過程がとらえられている。非回転条件に近い×, △, +印の run (region IV) は, 偏差が1.2付近を上回らないような領域にはいつている。非回転実験では d/b が常にゼロであることから考えても, これは予想しうることである。一方, 回転水理学領域(○印の run)のフロント偏差は, ほぼ一定率で増大するようであり (region I), □印の run は region I と III の中間的なものである (region II)。

Fig. 16 は Fig. 14 を模式化したものである。水路半長を L_0 とすると, 特徴的な回転系では

$$1/f < L_0/V_d \dots\dots\dots (31)$$

すなわち移流 (到達) 時間が慣性時間スケールより大きい。このとき, もうひとつの時間スケール H^2/ν を考えると, 回転のある場合には $E_s \ll 1$ であるから

$$1/f \ll H^2/\nu \dots\dots\dots (32)$$

したがって, 3つの時間スケールの大小関係は

region I ;	$1/f < L_0/V_d < H^2/\nu$	} \dots\dots\dots (33 a, b, c)
region II ;	$1/f < L_0/V_d \sim H^2/\nu$	
region III ;	$1/f < H^2/\nu < L_0/V_d$	

となり, それぞれ Fig. 16 に示すような代表的径路をとるであろう。(33 c) 式は(30)式の十分条件になっている。一方, region IV では $R_s \geq O(1)$ であるから $1/f$ が L_0/V_d に比べて大きい。比較から $1/f$ を除外すると, 残る2つの時間尺度の比が重要となる。これらを等置すると

$$L_0/V_d \sim H^2/\nu \dots\dots\dots (34)$$

あるいは

$$L_0/H \sim V_d H/\nu \dots\dots\dots (34a)$$

であるから, △, ×, +の記号の run に関して, それぞれ

$$L_0/H \geq R_s \dots\dots\dots (35)$$

を得る。これは模型ひずみに関するある情報を与えるが, Fig. 16 の中ではこの大小関係がさほど重要ではない。

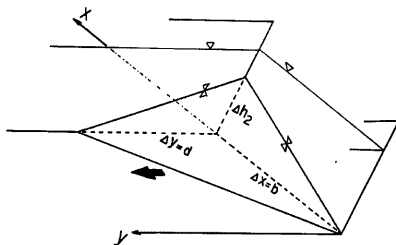


Fig. 17. Schematic view of highly developed Ekman-layer-like front

本研究の主たる対象である region III のフロントは, $H=2\text{cm}$ の run に代表され, 今回の実験の中で E_s の最も大きなものである。これらのフロントは, Photo 1(d) に示すような直線的な前縁形状をもつ。いくつかの run では(30)式で示されるようなフロントの Ekman 層化が起こるだろう。

Fig. 14 において, R_s が同じで R_s の異なる Run 12, 16, 18 と Run 8, 20, 32 および 4, 24, 36 を比較する。回転が増大するほど, d/b のピーク値, 最終平衡値ともに減少することがわか

る。Fig.15 の範囲から考えて、これは主として E_s の効果である。次に R_s が同じで E_s の異なる Run 36, 20, 12 では、 E_s の減少するほどピーク値、平衡値は増大する。これも E_s の効果が大きいと考えられる。ここで、これらのフロントにおける d/b の意味を考えてみる。Fig.17 に模式図を示す。図中の記号を用いると

$$\frac{d}{b} = \frac{\Delta y}{\Delta x} = \frac{\Delta h_2 / \Delta x}{\Delta h_2 / \Delta y} \dots\dots\dots (36)$$

となり、 d/b が(27)式の $(\tan \theta)^{-1}$ と類似の量であることがわかる。もちろん(27)式は、粘性が重要でない内部領域の地衡流平衡に係わるものであり、同じ内容ではない。しかし、region IIIのフロントがすべて(30)式を満足しているわけではなく、フロント部では Ekman 層が十分確立していない run もあるので、 d/b が流れの偏向角に何らかの形で関連していることは十分に考えられる。このことを念頭において、 E_s が同じ run について R_s の効果を調べてみよう。 $E_s=0.02$ の Run 28, 32, 36 では、 R_s の相違に関係なくピーク値、平衡値ともよくまとまっているように思われる。 $E_s=0.01$ の Run 16, 20, 24 では、ピーク値は若干異なるが、平衡値は同程度である。 $E_s=0.005$ 程度の run を比べると、Run 27から順に 31, 35, 12, 8 と R_s の減少とともにピーク値の増大が認められ、これは偏向角の減少と理解できる。Run 4 は、

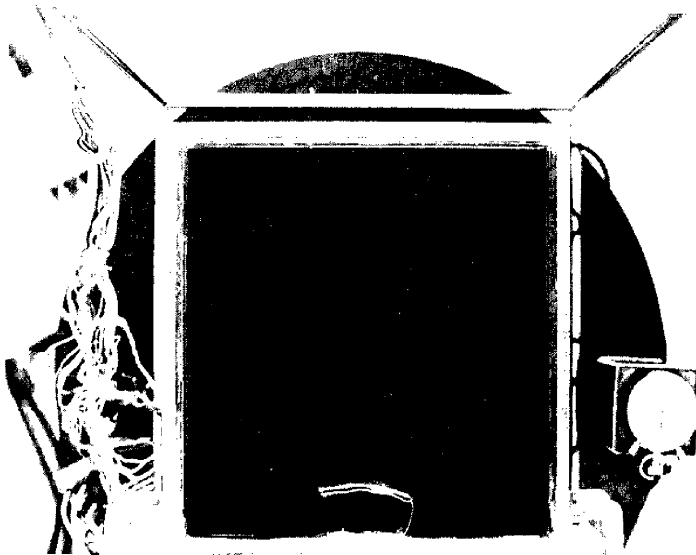


Photo 2 Branching pattern under the small R_s condition

これらの run、そして今回の全実験の中で最小の R_s をもっていたが、Photo 1(a)を見ると、左側の境界に沿う流れが相対的に速くなっていることがわかる。これは $R_s \sim 10^{-2}$ 、 $E_s \sim 10^{-4}$ 付近で行った前報での実験の状況 (Photo 2) への遷移と思われる。こうした場合、左側の境界に沿う薄層の流れも、右側のそれと同程度の速度で進行する⁷⁾。Photo 2 のようなフロントの分枝現象は、 R_s が $O(10^{-1})$ 以下に限られるようである。すなわち R_s が極めて小さな場合、右側のフロントは、その幅の減少のため、移流項の小さなフロントとなり、同時に左側の境界に沿う速い境界流れが発達する。

region IIIのフロントについて次のことがわかる。Fig.14 に現れているピーク到達以前の過程では、粘性は重要でなく、流れの偏向角は主として R_s に規定される。ところがピーク以後の過程では粘性が支配的

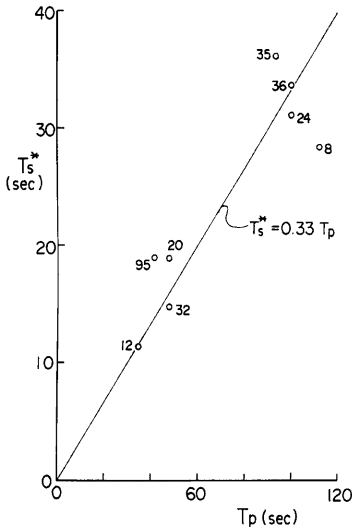


Fig. 18. Stretched spin-up time versus the time for maximum deviation

となって平衡状態を E_s が規定する。ピーク時間 T_p は $1/f$ と H^2/ν の2つの時間の中間にある(28式)の T_s に依存しており、この付近の時間では R_s と E_s の両方が d/b を規定するだろう。 T_p におけるフロント長を L_p 、この時点での流速を αV_d とすれば

$$\frac{T_s}{T_p} = \frac{f^{-1}E_s^{-1/2}}{L_p/\alpha V_d} = \alpha R_s E_s^{-1/2} \frac{b}{L_p} \dots\dots\dots (37)$$

となる。Fig. 18 に T_p と $T_s^* = R_s^{-1} E_s^{1/2} (L_p/b)$ T_s の関係を示す。勾配 α は一種の Froude 数と考えられ、この程度の R_s で妥当な値0.33程度となる。

4. 混合層の特性

前章で無視した上、下層界面における連行過程と関連して、1章で述べた交換密度流のiii)の性質について考える。今回はまず、対象を非回転系に限り、この問題の基本的特性を明らかにする。この目的のため、幅10cm、長さ400cm、水深が最大20cmまでとれる塩化ビニール製の水路を用いて実験を行った。混合層を可視化するため、アルカリと pH 指示薬を用いて、両層水の混合部分だけを発色させるという方法を試みた。これは、初期に両流体が分離されている交換密度流において特に、有用な方法である。

安定した発色状態を得るのに必要な最小限の NaOH 濃度は pH にして11程度であった。規定濃度を一定に保つため加えるアルカリ量は、片側淡水重量の0.05%とした。このアルカリ重量と追加する食塩重量の和を、すべて食塩と考えて塩水密度を計算する。同様に、淡水測にはフェノールフタレインを、体積に比例した微量だけ加えその濃度を一定に保った。実験は $H =$

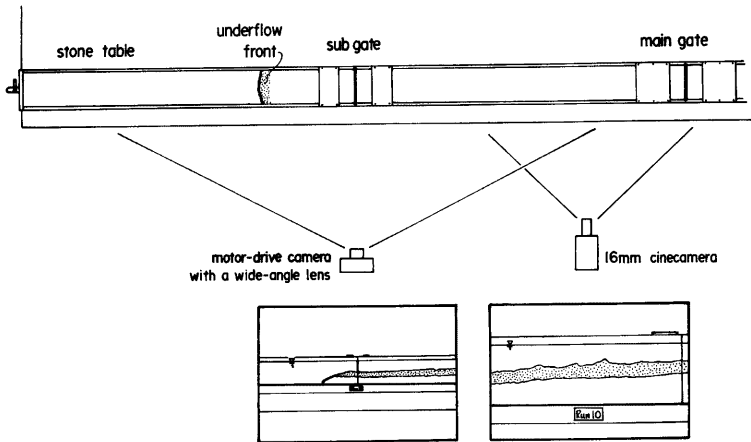


Fig. 19. Experimental set up of the mixing experiment

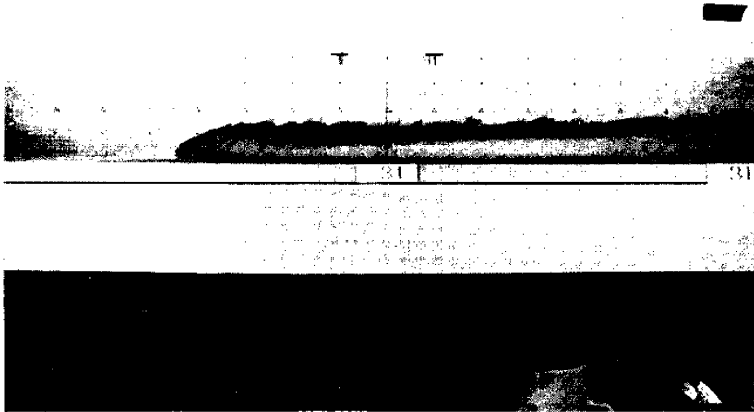


Photo 3 Visualization of mixing layer in lock exchange flow

4~18cm, $\epsilon=0.001\sim0.02$ の範囲で行い, $R_s=1460\sim40100$ であった。

Fig. 19に実験の状況図を示す。上記の方法で可視化される有限厚さの混合層は、種々の界面波を伴う上方発色限界(上界面と呼ぶ)と、上層流との間の大きな速度勾配により平坦化した下方発色限界(下界面)で区切られている(Photo 3)。同一の水力条件で、従来の着色法と、アルカリ発色法を比較すると、着色法による界面は、アルカリ発色法の上、下界面の中央付近に現れることがわかった。

さらに、アルカリ発色法として、つぎのような可視化法も併用した。すなわち、初期淡水側の中央断面に副隔壁を設け、これを閉じた状態で主隔壁側にフェノールフタレイン、水路端側にチモールブルーを加える。この2つの流体相互の密度差を生じさせないように注意すれば、静止後、副隔壁を除去しても、2つの試薬流体(淡水)は分離したままである。この状態で主隔壁を除去すれば初期には、フェノールフタレインだけを用いた可視化法と同様の発色状態となるが、フロントが副隔壁位置を通過する頃から濃青色の発色が起り、混合層内の流動状況がわかる。実験では、この2段階発色法も併用した。

Fig. 20でフロント部における混合層厚(h_3)の実測値を、シュリーレン法によるSimpson・Bitter⁽⁴⁾の実験結果と比較する。今回の可視化法の h_3 は若干過大であるが、傾向はよく一致しており、しかもこれらの層厚データは、フロント部における彼らの基礎式をよく満足することがわかった。結果的に3層の各層厚がわかれば、そこでの流速分布が推定しうること確かめられた⁽⁵⁾。

Abraham・Eysink⁽³⁾は、同じ交換密度流について内部

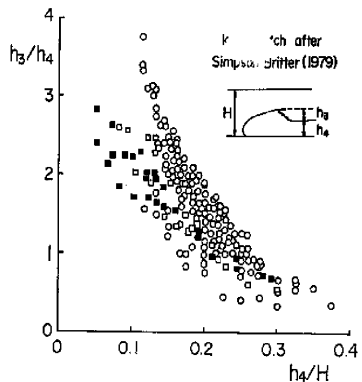


Fig. 20. Mixed layer depth versus the depth of pure underflow. (□ and ■) data from Simpson & Bitter.)

抵抗後数 f_i の評価を行っている。彼らは、特定の Froude 数 (ここでの定義によれば $F_i=0.405$) についての Keulegan, Barr らの結果から求めた定数を用いて f_i を説明しうることを示した。すなわち Keulegan による層流域データを用いて、層流域で確立した内部抵抗則¹⁶⁾と等価な管路の摩擦則¹⁷⁾を用いて、特定の F_i についての定数 K_i を求め、これを用いて乱流域の f_i が算定できるというのである。彼らの調べた $F_i=0.405$ については、定常流れに関して、連行を F_i の関数として考慮した芦田・江頭の式とよく合致すると報告されている¹⁸⁾。

Abraham らの方法を他の F_i についても拡張した。すなわち、今回の層流域データから $F_i \sim K_i$ 曲線を求め、すべての run の各時刻の f_i を評価したのが Fig.21 である。ただし、横軸の Reynolds 数はフロント速度 U_1 と下層の径深

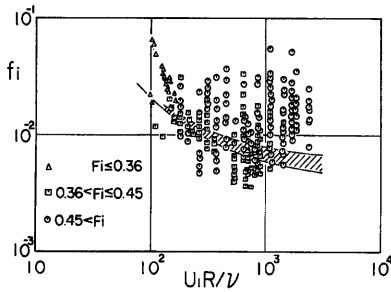


Fig. 21. Internal friction coefficients calculated by Abraham's method

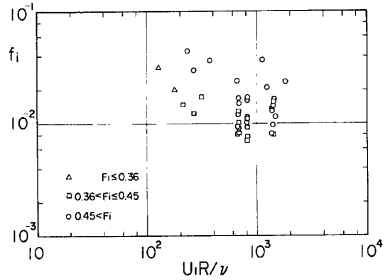


Fig. 22. Internal friction coefficients evaluated from longitudinal gradients of interface

$$R = \frac{bH}{2(H+2b)} \dots \dots \dots (38)$$

にもとづくものである。(10)式の初速 C_0 が確立する $F_i \sim 0.45$ については、定常流れについての芦田・江頭式が合うことがわかった。しかし開放初期から C_0 が確立するまで、すなわち $F_i > 0.45$ の状態では、Abraham らの方法で求めた f_i は、定常流評価の数倍の値をもつ。このことは、下界面勾配を用いて f_i の評価を行った Fig.22 からわかる。

f_i は連行率 E と等価であるということも従来からいわれている¹⁹⁾。この相関を調べるため、2つの方法で初期の E を評価する。後続流部の数10cm区間で平均混合層厚 δ を求める。これが時刻 T_s に形成されるとすれば、初期の連行率は

$$E_1 = (\delta/T_s) / 2U_1 \dots \dots \dots (39)$$

となる。 T_s として $F_i=0.45$ となる時間すなわち初速 C_0 が確立する時間をとる。この時間の選択理由については後述する。

次にアルカリ 2 段階発色法による色際線の降下速度 W_s (赤発色した混合層が青発色におきかかっていく速度) を用いて

$$E_2 = W_s / 2U_1 \dots \dots \dots (40)$$

も同様に評価できる。Fig.23 は、こうして求めた連行率 E と overall Richardson 数 R_{i0} の関係を示したものである。ただし、 R_{i0} として

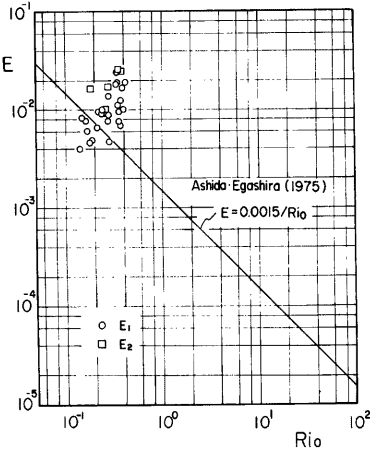


Fig. 23. Entrainment coefficient in lock exchange flow

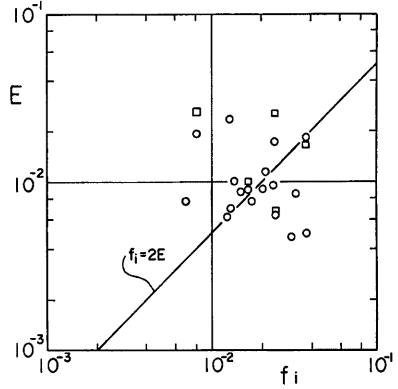


Fig. 24. Relation between friction and entrainment coefficient

$$R_{i_s} = \frac{g'\delta}{(2U_1)^2} \dots\dots\dots (41)$$

を用いている。実験点は、多くの実験データから求められた芦田・江頭(1975)の式²⁰⁾で説明できる。**Fig. 24** には、これらの E と界面勾配より求めた f_i の関係を示す。両者の間には、かなりの対応があるようで、 $F_r > 0.45$ における初期の大きな f_i は、同時に起こっている激しい混合作用で説明しうる。

この混合作用すなわち厚さ δ の混合層の形成を界面波との関係で論じよう。**Fig. 25** は交換密度流で現れる3種の界面波の模式図である。(a)の連珠型波動は、特に H の大きな場合の開放直後に現れるもので、著名な Thorpe²¹⁾の実験結果と類似している。これは極めて不安定なものでたまたち波長の小さな波動に分裂していく。伸びていく界面全域で生じる、激しい碎波過程によって混合層厚が決定されることがわかった。この $K-H$ 不安定過程に続いて(b)の波動が現れる。この時点でフロント後部から発生する波列であり、後続流界面全体にわたる碎波過程が完了し、フロント部だけが若干不安定状態にあることを示している。(b)の状態にはいったときの F_r と U_1R/ν を **Fig. 26** の○印で示す。図からわかるように、これらは $U_1R/\nu > 450$ かつ $F_r \sim 0.45$ で認められる。すなわち(a)で始まる $K-H$ 不安定は $F_r \sim 0.45$ で完了し、フロント形状や混合層厚が確立し、初速 C_0 が確立し、定常流の f_i 評価が満足されるようになるといえる。 $F_r \sim 0.45$ のとき

$$R_{i_s} = \frac{1}{(2F_r)^2} \frac{\delta}{H} = 1.23 \frac{\delta}{H} \dots\dots\dots (42)$$

である。**Fig. 27** に示すように、乱流域で $\delta/H \approx 0.2$ であるから、相当する R_{i_s} は約0.25となり、安定限界として妥当な値である²²⁾。

一方、**Fig. 26** でわかるように、 $U_1R/\nu < 450$ では **Fig. 25(c)** に示すような碎波・非碎波の三角波が卓越する。碎波限界は上・下界面両方に三角波が生じているところ(▲印)に相当していると思われる。この領域の Froude 数および Reynolds 数の平均値を碎波限界と考えて、限界 Froude 数を $F_{r_c} = 0.45$ とすれば、半水深と相対流速にもとづく Froude 数は $2U_1/\sqrt{g'(H/2)} = 1.27$ となる。たとえば、Reynolds 数 $U_1R/$

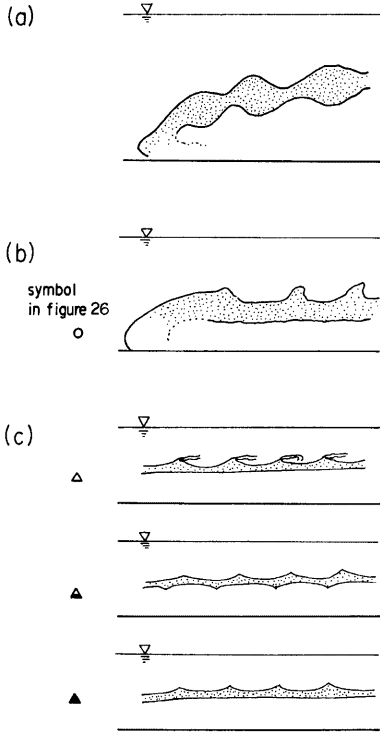


Fig. 25. Three types of interfacial wave

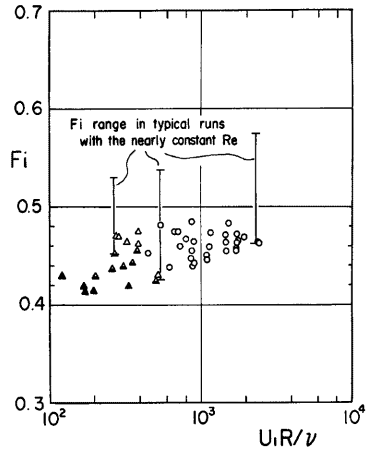


Fig. 26. Wave diagram in Re-Fi plane

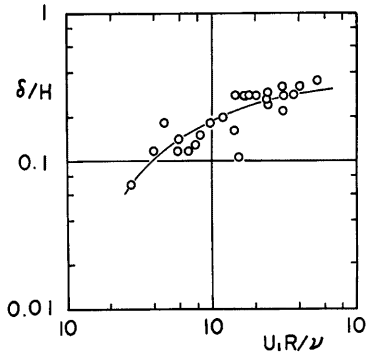


Fig. 27. Dependence of the fractional thickness of mixed layer on Reynolds number

$\nu=200\sim 400$ のとき, Keulegan 数 θ は

$$\theta = \left(\frac{2U_1R}{\nu} \times \frac{2U_1}{\sqrt{g'(H/2)}} \right)^{-1/3} = 0.116 \sim 0.0919 \dots \dots \dots (43)$$

となり, Keulegan による層流域での限界 Keulegan 数 $\theta_c=0.127$ に近い値をとる²³⁾。Ippen・Harleman による碎波限界の提案¹⁶⁾ $\theta_c=(2U_1R/\nu)^{-1}$ のどちらがよいのかという問題に答えるほど, 本実験のデータは密ではないが界面安定に関する従来の知見と, 数値的にもよく対応した結果が得られた。

本章のまとめにあたり, 回転実験の界面現象との関連を少し述べておこう。回転実験の Run 1~36 では, 本章で述べたアルカリ発色法が用いられていた (Photo 1(a)~(d))。横断方向に界面勾配が存在するため, 側方からの写真撮影では混合層厚 δ の測定は行えなかった。しかしながら, 界面状態の観察によって, 界

面現象は R_c と F_c で規定されることが明らかであった。たとえば上述の三角波が、回転系においても偏向した形で現れており (Photo 1(c)), その場合の R_c は非回転系の相当値とよく対応している。

2つの問題が残っている。ひとつは R_c や E_c の相似を優先したため、 R_c が過小な run があったということである。このことは界面現象の再現という観点から重要であると考えられ、検討すべき問題である。他のひとつは、回転系の界面現象に R_c の副次的効果があるか否かの問題である。3.1 で述べたように、乱流域では R_c が小さいほどフロント速度は速まることが見出された。これは右側の壁に沿って下層厚が増大することで一見説明できるようであるが、本章で調べたような、同じ乱流域での混合層形成過程が、回転系で変形されることも十分考えられ、結論を出すためにはさらに詳しい検討が必要である。

5. 簡単な応用実験

この章では、上に述べた一様水路の結果を用いて、水路幅 b や水深 H が変化する場合について、若干考察する。想定する地形スケールの遷移は河口から内湾、あるいは内湾や海峡から外洋へのそれである。こうした様相を模型で再現するために、ヒーターを用いた表層流れを作り出した。交換密度流の回転実験との比較のため、水槽諸元は同じとした。したがって、幅や深さの変化は、基準幅 (10cm) および基準深さ (15cm) から減少させる形で与えられた。

Fig. 28 に示すように、この縮小水路はヒーター側の40cm区間であるが、径深の減少のため、交換密度流の場合と比べても、Reynolds 数が減少し、粘性抵抗が非常に大きくなっている。しかしながら、回転系で重要な R_c や E_c についての相似は交換密度流の場合に準じている。つぎに、実験写真を見ながら幅や深さの変化がもたらす流れの様相の変化を調べよう (Photo 4, 5, 6)。

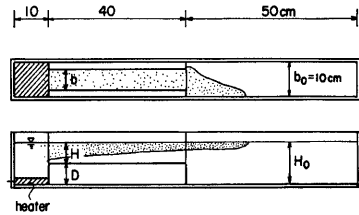


Fig. 28. Heating experiment apparatus for estuary model

流れは2つの段階すなわち加熱初期と、定常加熱期について調べられた。前者の流れは、交換密度流と同様の伝播するフロントの問題であり、2つの一様水路実験の結果を結合することで容易に解釈できる。すなわち、縮小水路部 (河口に相当する部分) では、幅が小さいため R_c が大きく、界面の横断勾配も微小となり、近似的に非回転流れである。河口を出ると R_c の遷移が起こり ($R_c < 1$)、流れは右側の壁に沿うものとなる (Photo 4~6(a))。これに対して、定常加熱期の流れは、持続的な入射・反射 Kelvin 波のために反時計回りの環流列が共存するものである。河口を出たトレーサの動きは複雑な蛇行パターンを示している (Photo 4~6(b))。こうした定常加熱の環流パターンは、実験水槽が閉じていることによっており、河口から内湾への浮力流出というよりは、閉じた湖沼の流動場に近い。

Photo 4, 5, 6(c), (d) には、それぞれの(a), (b)で示した回転実験と同じ地形・加熱条件で行った非回転実験の、ほぼ同時刻における流れの状況が示してある。(c)の初期流れは柏村ら²⁴⁾による流れの分類で言うところの“Aパターン”に近く、(d)の状況は“Cパターン”に近いと考えられる。回転を考慮すると否とで河口流出流れには、(a)と(c)、(b)と(d)のような差異が生じるのである。

大規模な洪水時を除けば、地形上の河口が支配断面となることを考えると、河口外では幅の増大のため、次第に強回転レジーム ($R_c < 1$) へと遷移する。したがって、 R_c の点からのみ言うとき常に回転効果が重要であることは容易に予想しうる。ただ問題となるのは外洋に比べて水深が小さい影響、すなわち E_c の効果である。交換密度流の場合の状況 (Photo 1) を見てもわかるように、上層流に対する E_c の効果は下層流のそれに比べると顕著ではないように思われる。

ここで示した何枚かの写真は、この単純な実験が R_c の相似、断面形状の急変という点でいくつかの問題

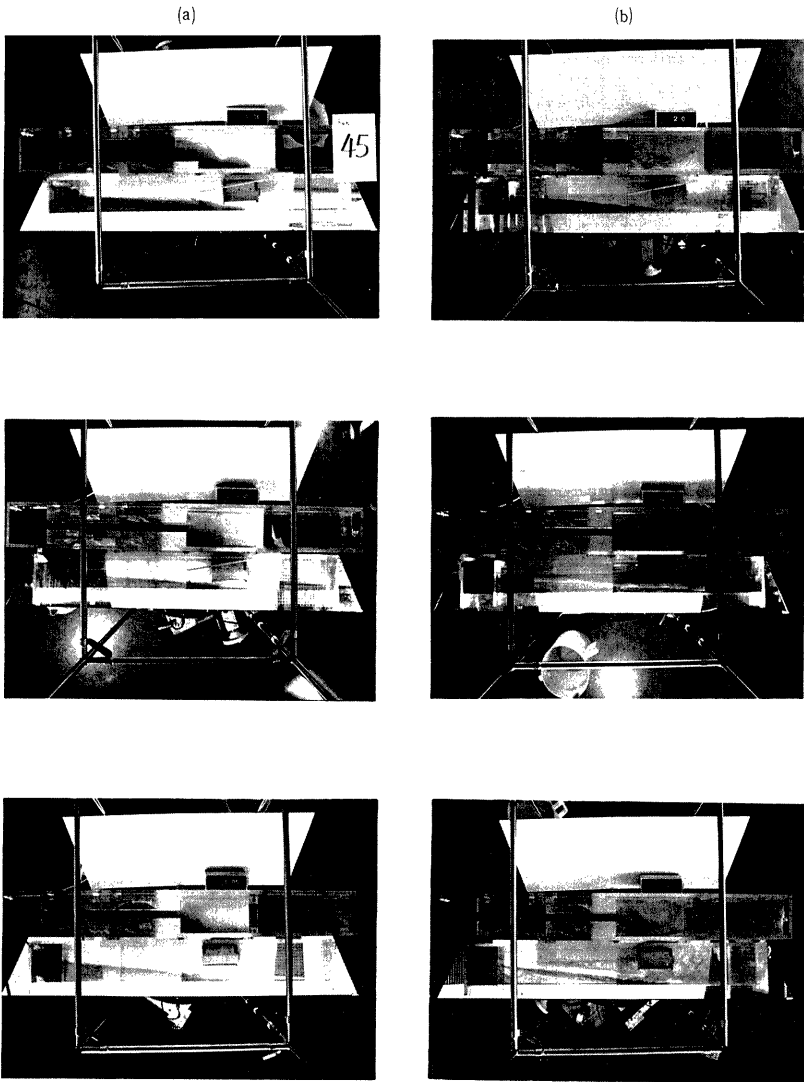
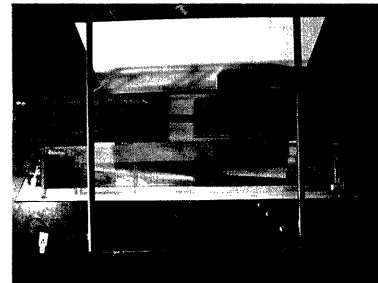
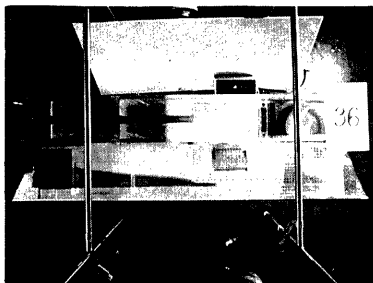
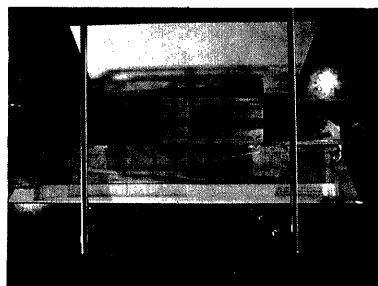
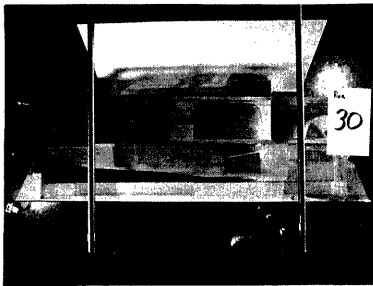
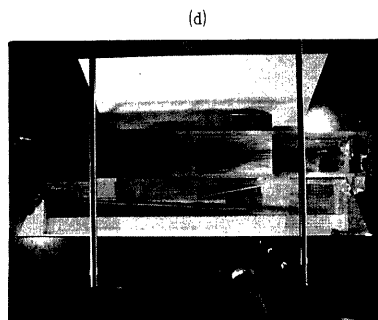
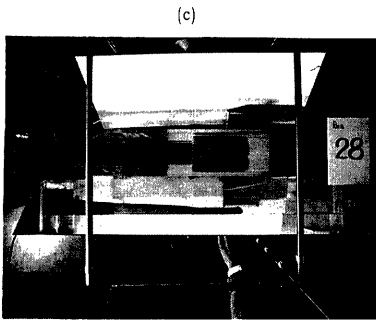


Photo 4, 5, 6 Flow pattern accompanied with abrupt expansion
(a) initial flow pattern with rotation
(b) steady flow pattern with rotation



(c) initial flow pattern without rotation
(d) steady flow pattern without rotation

点をもっているものの、 R_e や E_e の効果についての最も基本的な特徴を示している。

6. 結 語

本研究の主要な結果は次のようである。

1) 中小規模の河口における非定常塩水くさびに相当するような現象では、 $R_e > 1$ であって、この場合 R_e や E_e の効果は重要ではなく、非回転実験の場合と同じく R_e の効果が支配的である。しかしながら R_e が次第に小さくなると、くさびの進行方向右側の岸に塩水が偏り、右上りの界面勾配が生じる。下層流量は WLK の(15)式、あるいは本実験で得た Fig.8 が示す通り、同一密度差、水深条件で回転を考慮するか否かの差は $R_e \approx 1$ で約30%となる。流量変化の点で与えられる実質的非回転限界は $R_e \approx 4$ であった。

2) $R_e < 1$ の強回転レジームでは E_e の効果が重要である。 $E_e < O(10^{-3})$ においては、非粘性の回転水理学的扱いが可能となる。WLK の対向流の解は隔壁断面に適用でき、Rydberg の解はフロント部に適用できる。両者を結合することによって定常なフロント幅 (あるいは変形半径) が予測しうる。

3) 同じ $R_e < 1$ の範囲でも $E_e \geq O(10^{-3})$ になると、回転水理学の範囲ほど、速やかに流れの偏向が完了せず、流れ全体にわたる大きな偏向が認められる (Fig.11, 12)。流れの偏向が E_e のみで規定されるような粘性極限 $E_e \geq O(10^{-3})$ と回転水理学領域の間には、その偏向特性が R_e と E_e の両方で規定される領域があって、これは均質回転流れにおける地形効果と対応する。

4) R_e と E_e の2つの効果は、3つの時間スケール $1/f$, b/V_e , H^2/ν の大小関係で分類でき、フロント横偏差の流程変化は、これらの時間スケールの比較で実質上4つの様式、region I~IVをとる。

5) フロント部までが Ekman 層化するか否かの基準を調べることにより、(30)式の条件を得た。この式は海洋における非線形効果と粘性効果の大きさを比較するために用いられるものと同じ形をしているが¹³⁾、ここでの R_e や E_e がともに有限であることに注目せねばならない。 $E_e \geq O(10^{-3})$ である region III のフロントで生じる横偏差のピークの問題を調べることによって、このパラメータ範囲の交換密度流現象で spin-up 問題の側面が明らかになった。すなわち、横偏差のピーク時刻 T_p は、規格化した spin-up 時間 T_p^* とよい相関が認められた (Fig.18)。偏向現象の支配パラメータは、この T_p をはさんで R_e から E_e に移行する。

6) 交換密度流の3層流の特性が調べられ、非回転系の乱流域について興味深い結果が得られた。すなわち、 $K-H$ 不安定と考えられる初期の激しい混合作用により、有限厚さの混合層が形成される。定常流の場合より大きな連行率や内部抵抗係数も、この混合層の形成と結びついている。界面波の状況の変化で碎波過程の完了が識別でき、そのとき $F_i \approx 0.45$ となる。これは混合層厚さ δ と F_i の特定値から求めた Richardson 数が安定限界として妥当な値をもつことから裏付けられる。そしてこの過程が交換密度流のフロント初速 c_e の決定過程である。

7) 2種の一様水路の流れに関する結果を結合するという想定で、河口から流出する河川水の挙動についての概念的な実験を行った。 R_e や E_e のパラメータは、交換密度流の場合に準じた相似が満たされている。河川水の偏向という点で、非回転系の結果とは大きく異なる流況が得られた。

上記の特に4)、5) で述べたことは、次元解析等である程度予測できるが、実際的に室内実験が可能か否かが問題となる。本研究では、条件設定の容易な交換密度流の方法を採用して、河口から内湾、海峡部にわたる広範な密度流現象を地球自転効果まで含めて模擬しえた。しかしながら、 R_e の小さい run が含まれていたという実験条件上の問題点が残った。層流域で難しい進行データの不確定を避け、あるいは界面現象まで回転実験で再現するためには、少なくとも $R_e \geq O(10^3)$ で実験できるように今後さらに検討するつもりである。

本研究は、支部省科学研究費補助金、一般研究(c)「河口密度流と内湾密度流の相違とその遷移過程に関する研究」(研究代表者 大西行雄)の一部として行われ、研究の遂行に際して大西行雄氏から有益な助言を受けた。また、第4章の混合層に関する実験とその資料整理にあたっては、本学卒業生(現銭高組)北村等

君の熱心な協力で負うところが大きい。ここに、記して深謝いたします。

参 考 文 献

- 1) Keulegan, G. H. : An experimental study of the motion of saline water from locks into fresh water channels, Nat. Bur. Stand. Rep. 5168, 1957.
- 2) Barr, D. I. H. : Densimetric exchange flow in rectangular channels. III. Large scale experiments, La Houille Blanche, 1967, pp.619-633.
- 3) Abraham, G. and W. D. Eysink : Magnitude of interfacial shear in exchange flow, Jour. of Hydraulic Research, Vol. 19, No. 2, 1971, pp.120-150.
- 4) Simpson, J. E. and R. E. Britter : The dynamics of the head of a gravity current advancing over a horizontal surface, Jour. of Fluid Mech., Vol. 94, 1979, pp.477-495.
- 5) Benjamin, T. B. : Gravity currents and related phenomena, Jour. of Fluid Mech., Vol. 31, 1968, pp.209-248.
- 6) Whitehead, J. A., Leetmaa, A. and Knox, R. A. : Rotating hydraulics of strait and sill flows, Geophys. Fluid Dyn., 6, 1974, pp.101-125.
- 7) 大西行雄・大久保賢治・原島 省・村本嘉雄：密度流におけるコリオリ効果に関する研究，京都大学防災研究所年報，第23号B-2，1980，pp.351-371.
- 8) Rydberg, L. : Rotating hydraulics in deep-water channel flow, Tellus, Vol 32, 1980, pp.77-89.
- 9) Boyce, F. M. : Comments on "Rotating hydraulics in deep-water channel flow" by Lars Rydberg Tellus, Vol. 32, 1980, pp.90-92.
- 10) Gill, A. E. : Adjustment under gravity in a rotating channel, Jour. of Fluid Mech., Vol. 77, 1976, pp.603-621.
- 11) Smith, P. C. : A streamtube model for bottom boundary currents in the ocean, Deep-Sea Research, Vol. 22, 1975, pp.853-873.
- 12) Sumbuco, E. and J. A. Whitehead : Hydraulic control by a wide weir in a rotating fluid, Jour of Fluid Mech., Vol 73, 1976, pp.521-528.
- 13) Vaziri, A. and D. L. Boyer : Rotating flow over shallow topography, Jour. of Fluid Mech., Vol. 50, 1971, pp.79-95.
- 14) Sakurai, T. : Spin down problem of rotating stratified fluid in thermally insulated circular cylinders, Jour. of Fluid Mech., Vol. 37, 1969, pp.689-699.
- 15) 北村 等：交換密度流における混合層の特性に関する実験的研究，京都大学卒業論文，1981，pp.1-29.
- 16) Ippen, A. T. and D. R. F. Harleman : Steady-state characteristics of subsurface flow, Proc. NBS symp. on Gravity Waves, Nat. Bur. Stand. Circ. 521, 1952, pp.79-93.
- 17) 土木学会編：水理公式集，1971，pp.35-36.
- 18) 芦田和男・江頭進治：成層密度流の流れの構造に関する研究，京都大学防災研究所年報，第22号B-2，1979，pp.355-381.
- 19) Pedersen, F. B. : Gradually varying two-layer stratified flow, Jour. of HY Div. ASCE, Vol. 98, 1972, pp.257-268.
- 20) 芦田和男・江頭進治：密度成層のある場における濁水の挙動に関する研究(1)，京都大学防災研究所分報，第18号B，1975，pp.495-512.
- 21) Thorpe, S. A. : Experiments on the instability of stratified shear flow, miscible fluids, Jour. of Fluid Mech., Vol. 46, 1971, pp.299-319.
- 22) Turner, J. S. : Bouyancy effects in fluids, Cambridge Univ. Press, 1973, pp.97-107.
- 23) Keulegan, G. H. : Interfacial instability and mixing in stratified flows, Jour. Research of Nat. Bur. Stand., Vol. 43, 1949, pp.487-500.
- 24) 柏村正和・吉田静男：河口を出る淡水の流れ，第13回海岸工学講演会概要集，1966，pp.268-271.