

渦水域における上昇流の観測とその発生機構に関する考察

Field observations of upwelling associated with vortex and
considerations of generating mechanism of these phenomena

○ 東京理科大学 土木工学科 正員 大 西 外 明
" " " 西 村 司

緒 言

著者らは、かねてより海域における渦に関する研究を進めているが、鳴門海峡の場合、渦に隣接して鮮明な上昇流の存在が観測されている。粘性や乱れによる応力が作用する流れの場に渦が存在する場合上昇流が発生することは、気象力学の分野では tornado 等の研究に関連していくつかの研究成果が発表されている。類似の現象が水の場合に存在することは当然予期し得るところであるが、水理学の分野からこの問題を取り扱った研究は見当たらない。特に、海底地形の変化に富んだ沿岸水域においては、地形や底部の粗さといった個有の topographical な条件が、渦ならびにそれに伴う上昇流の規模に大きく関与してくるものと予測されるが、これらの問題に関しては従来研究がなされていない。そこで本論文では、鳴門海峡における渦および上昇流水域の実測例を紹介し、次いで単一渦モデルによって上昇流の発生機構について考察し、さらに、剪断によって生じる渦および上昇流に及ぼす海底の粗度および地形の影響を検討する目的で行なった水理模型実験について述べる。

1. 鳴門海峡における渦と上昇流水域

鳴門海峡は、図-1 (a) に示す様に、四国側の裸島付近および淡路島側の門崎付近より突出した浅瀬によってせばまり、その狭窄部の幅はほぼ 1,100m であり、主水道は図-1 (b) の様に V 字型をなし、最深部は 80m 以上に達している。周知の様に、狭窄部を境にして瀬戸内海側と外海側では、ほぼ 6 時間の周期で潮位の高低が反転し、狭窄部の下流で力量感あふれた渦が発生する。鳴門の渦については、丸安と著者ら¹⁾は主として南流時を

図-1

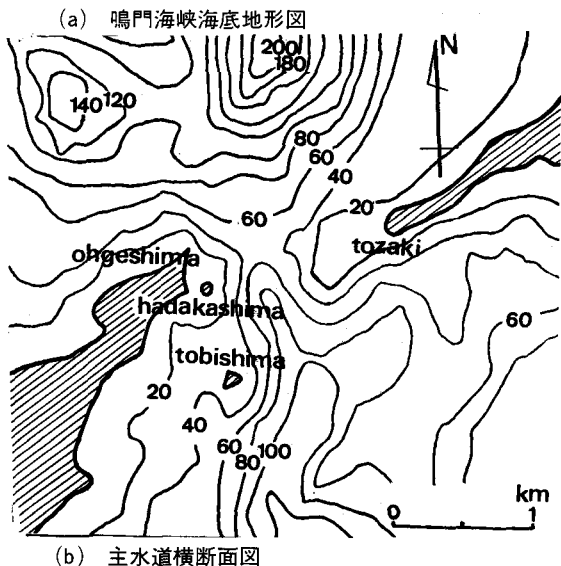
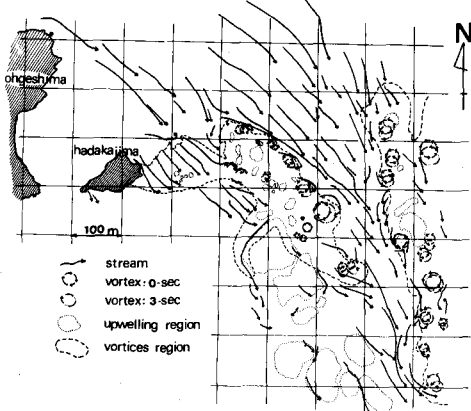


図-2 鳴門海峡の渦と上昇流の分布



対象にして、過去2年間春秋の大潮時に航空写真測量を行なっているが、図-2に昭和52年4月1日に高度800mの上空から3秒おきに撮影した立体航空写真を基にして得られた鳴門海峡水域の南流時の流れの状態をしめす。この図よりわかる様に、渦の発生域は、裸島沖および中瀬沖より南方に延びる幅約50mの細い帯状の領域であり、渦をはさんで主水道と反対側の水域には上昇流水域の存在が認められる。この上昇流水域は四国側において特に顕著に現われている。図-2に例示した渦発生域、渦の配置、上昇流水域は、細部においては時々刻々に変化するが巨視的にはほぼ一定している。

2. 渦水域における上昇流発生機構

(1) 流れの場を表わす方程式

以上の様に、渦のある水域における上昇流の発生機構を簡単なモデルにより考察する。まず、図-3の様に水路底より鉛直上向きに z 軸を、半径方向に r 軸、円周方向に ϕ をとった円筒座標系を考え、それぞれの方向の速度成分を

$$w=\bar{w}+w', \quad u=\bar{u}+u', \quad v=\bar{v}+v'$$

($\bar{}$ はアンサンブル平均値、 $'$ は乱れ成分をあらわす。)

とおき、流れの場を定常な軸対称流とし、 $w \gg u$ とし、turbulent normal stressを無視し、 $\overline{w'^2}=\overline{u'^2}=\overline{v'^2}=0$ とすると流れは次のレイノルズ方程式で記述される。²⁾

$$\frac{\bar{v}^2}{r} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} \quad (1)$$

図-3 座標系

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial r} + \bar{w} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} + \frac{\bar{u}\bar{v}}{r} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_r}{\partial r} + \frac{2\tau_r}{\rho r} \quad (2)$$

$$\bar{w} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} + \bar{u} \frac{\partial \bar{w}}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{1}{\rho r} \frac{\partial r \tau_z}{\partial r} \quad (3)$$

ここに

$$P = \rho g z + \bar{p} \quad (4)$$

$$\tau_r = -\rho \overline{u'v'} \quad (5)$$

$$\tau_z = -\rho \overline{w'u'} \quad (6)$$

また、連続の方程式は

$$\frac{\partial(r\bar{u})}{\partial r} + \frac{\partial(r\bar{w})}{\partial z} = 0 \quad (7)$$

式(1)~(3)および(7)が流れの基礎方程式であり、境界条件は次式で与えられる。

$$\bar{u}=\bar{v}=\frac{\partial \bar{w}}{\partial r}=0 \quad \text{at} \quad r=0 \quad (8)$$

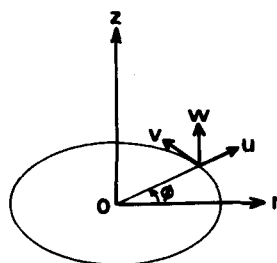
$$\bar{u}=\bar{w}=\frac{\partial \bar{u}}{\partial r}=\frac{\partial \bar{w}}{\partial r}=0 \quad \text{at} \quad r=\infty \quad (9)$$

以下、アンサンブル平均を表わす記号 $\bar{}$ を省略する。式(1)を $r=0 \sim \infty$ の間で積分すると

$$P_\infty - P_m = \rho \int_0^\infty \frac{v^2}{r} dr \quad (10)$$

を得る。ここに P_∞ 、 P_m は $r=\infty$ および z 軸上における P の値である。次に、式(3)の両辺に ρr を乗じたのち、 $r=0 \sim \infty$ の範囲にわたって r で積分し、式(7)および境界条件式(8)、(9)を考慮すると

$$\frac{d}{dz} \int_0^\infty (P + \rho w^2) r dr = 0 \quad (11)$$



を得る。

$$\int_0^\infty \frac{\partial P}{\partial z} r dr = \frac{r^2}{2} \frac{\partial P}{\partial z} \Big|_0^\infty - \int_0^\infty \frac{r^2}{2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial P}{\partial z} \right) dr = - \int_0^\infty \frac{r^2}{2} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial P}{\partial r} \right) dr$$

であり、さらに式 (1) の関係を考慮すると式 (11) は

$$\frac{d}{dz} \int_0^\infty \rho \left(w^2 - \frac{v^2}{r} \right) r dr = 0 \quad : \quad (z \text{ 軸方向の全運動量の保存条件}) \quad (12)$$

となる。次に式 (3) に ρr^2 を乗じて $r=0 \sim \infty$ の範囲で r について積分し、連続式 (7) および境界条件 (8)、(9) を考慮すると次式を得る。

$$\frac{d}{dz} \int_0^\infty r^2 \rho v w dr = 0 \quad : \quad (\text{角運動量の保存条件}) \quad (13)$$

式 (10)、(12)、(13) がここで検討対象としている流れの場を表わす方程式である。

(2) 上昇流の発生機構とその形状に関する理論的考察

$r=\infty$ における水域の全水深を H とすれば式 (10) において

$$P_\infty = (p + \rho g z)_{r=\infty} = \rho g H = \text{const.} \quad (14)$$

である。水域底が滑らかな平面であり、かつ流体が非粘性の場合は、円周方向流速 v の分布は z に無関係に一定となり、従って z 軸沿いに

$$P_m(z) = \text{const.} \quad (15)$$

図-4 底面摩擦が働く場合の流れ

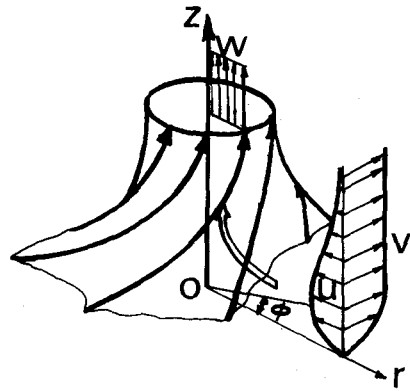
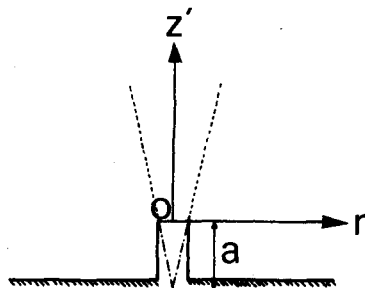


図-5 swirling jet解析上の座標系



であり、 z 軸方向に上昇流は生じない。しかし図-4の様に水域底面上に表面抵抗が働く場合、 v 従って遠心力の大きさが減少して圧力との間の均衡が破れて底面沿いに半径方向の流れが生じ、 z 軸に接近すると上向きに方向を転じて上昇流となる。水域底部で半径方向に流れた流体が z 軸に収斂して上昇流に転じたあとの流れの状態は、前出の式 (12)、(13) により記述され得る、振れを伴ってノズルより放出される swirling jet の挙動に類似するものと考えられる。ただし、この場合、ノズルの径に相当する上昇流径を定めることは容易では無い。この様な振れを伴った噴流については、Chigier と Chervinsky³⁾ の研究がある。Chigier 等は、図-5 の様にノズルの中心を原点とった $z'-r$ 座標系につき次式で表わされる流速分布を仮定した。

$$\left. \begin{aligned} w(z', r) &= W_m(z') W(\xi) \\ u(z', r) &= U_m(z') U(\xi) \\ \xi &= r/(z' + a) \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

ここに $W_m(z')$ 、 $U_m(z')$ は z' 軸上の流速、 a は、virtual origin の z' 座標である。式 (16) を式 (12)、(13) に代入すると次式を得る。

$$\frac{W_m}{W_{m_0}} = k_1 \frac{d}{z'+a} f_1^{\frac{1}{2}} \quad (17)$$

$$\frac{V_m}{V_{m_0}} = k_2 \left[\frac{d}{z'+a} \right]^2 f_2^{\frac{1}{2}} \quad (18)$$

ここに

$$f_1 = \frac{1}{2} \left[1 - N^2 + \left\{ (1 - N^2)^2 + \left(\frac{2Nk_1 d}{z'+a} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \right] \quad (19)$$

$$f_2 = \frac{1}{2} \left[1 - N^2 + \left\{ (1 - N^2)^2 + \left(\frac{2Na}{z'+a} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \right] \quad (20)$$

また、

$$N = \frac{V_{m_0}}{W_{m_0}} \left[\frac{\int_0^\infty \xi V^2(\xi) d\xi}{2 \int_0^\infty \xi W^2(\xi) d\xi} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (21)$$

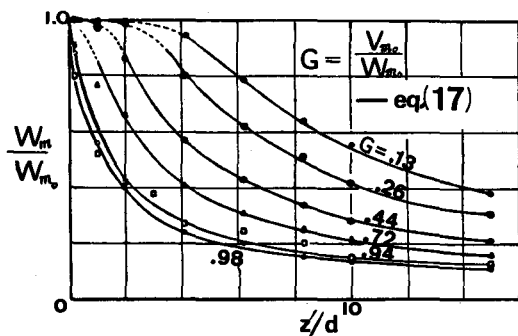
である。上式中 d はノズルの直径、 W_{m_0} はノズルの所での軸上上昇速度、 V_{m_0} は同じくノズルの所での円周方向最大速度である。また、 k_1, k_2 は実験により定まる係数である。

式 (17), (18) から、あるいは $\frac{V_{m_0}}{W_{m_0}} = G$ をパラメータとした z' 軸上の流速分布に関する Chigier 等の実験結果を示す図-6 から明らかな様に、 G が大きい程つまり、上昇流始点における円周方向流速成分の大きい程、上昇流の鉛直軸上の速度は上昇するにつれてより急激

に減少していく。また図-7 は $z'/d = 4.1$ の所での流軸に直角な断面内の流速分布の実験値を G をパラメータにして示したものであるが G が小さい時には上昇流の最大値は流軸上に生じるが、 G が増加すると流軸をはずれて生じている。また、円周方向の流速 V_m は図-6 の様に G に無関係に上昇につれて急激に減少していく。 z 軸上の圧力の低下量は渦のコア内部では v^2/r^2 に比例することを考慮し、図-6 を参考にすると水面に近い程軸上の圧力は大きくなるために z 軸沿いに下降流が生じることが予測される。すなわち z 軸まわりの回転がある程度強い場合、水域底で発生する上昇流は z 軸上に下降流を伴う円環流となる。以上

図-6 swirling jet の Chigier 等の解析と実験結果 (ref. 3 より)

(a) 軸方向速度成分



(b) 円周方向速度成分

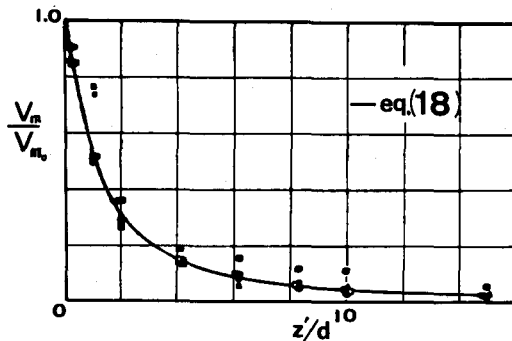
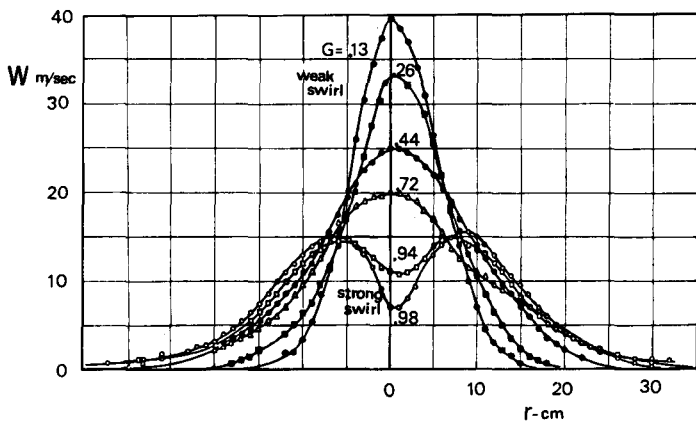


図-7 $z'/d = 4.1$ における軸方向流速分布 (ref. 3 より)



の検討の結果、渦水域における上昇流は始端における速度分布の特性によって図-8に示す種々の様相をとり得るものと考えられる。(a)は回転が殆んど無い場合であり(d)は回転が強く鉛直軸沿いに下降流を伴う状態である。(b)、(c)は(a)から(d)への移行の過程でありいわゆる vortex break downの状態である。回転の強さが(d)の状態よりさらに強くなると、あるいは又、流れの場に大きい乱れがある場合、Rotunno⁴⁾が指摘している様に、環状の上昇流が分割されて複数の上昇流となるものと予測される。

図-8 swirlingの強さによる上昇流パターンの変化

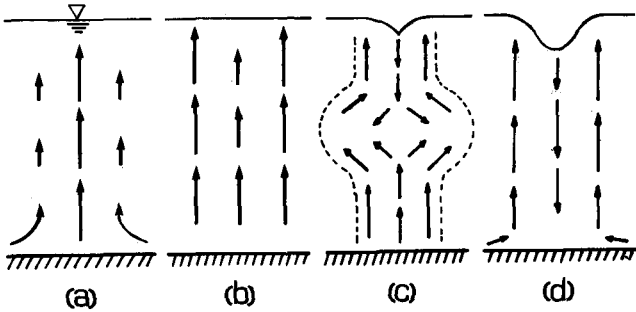
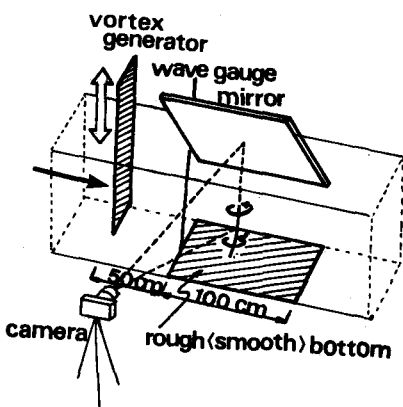


図-9 単一渦実験装置



3. 水理実験

(i) 単一渦に伴う上昇流に関する実験

(a) 実験方法

ここで対象としている現象に関連する最も単純な場合として、水域中に存在する単一の渦によって生じる上昇流の挙動をみるために巾0.6m×長さ25mの両面ガラス製の可変勾配水路内で実験を行なった。この実験では水路内の水域に微小な(7.0cm/sec)流速を与え、巾0.3mの板を流れの片側を閉塞する様に鉛直に急に挿入しまた急にひきあげることによって単一の渦をつくった。また、板を若干上流側に動かすことにより渦の大きさを加減した。この様に誘起させた渦軸の中心部を容量式波高計によってとらえて渦の縦断形状を記録すると共に渦の中心にウォーターブルーを入れて水路側面および水路上方より1秒間隔に写真撮影を行なった。その際、水路底には赤色のコンデンスミルクを置き上昇流の挙動を可視し得る様にした。水路底は滑面および粒径1.7mm~2.2mmの砂粒を糊着した粗面の2種類につき実験を行なった。波高計は図-9の様に渦発生箇所より0.5m下流の観測区間の直上流に置いたが波高計プローブによる渦形状の乱れは無視し得る程度と判断された。表-1は実験条件であるが表中のHは水深、Cは渦の平均速度である。また渦の強さΓは波高形の記録より次の関係式から計算したものである。

$$\Gamma=2\pi a\sqrt{g\cdot\Delta h} \tag{22}$$

式中のΔhは渦中央部の凹み、aは渦の半径すなわち凹みが $\frac{\Delta h}{2}$ の部分のなす円の半径である。

表-1 実験条件

RUN NO.	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22
vortex velocity c (cm/s)	7.7	8.0	7.2	7.5	5.5	8.3	8.0	8.3	7.0	5.6	7.7	7.0	8.2	7.2	7.8	7.5	7.8	8.0	8.2	8.0	7.9	6.8
vortex radius a (cm)	2.08	3.60	3.02	3.82	3.96	1.62	2.28	2.74	3.36	3.19	3.28	2.31	2.58	3.67	4.21	1.91	3.28	3.36	4.18	3.12	2.61	3.57
vortex Δh (cm)	0.63	0.35	1.18	0.88	1.88	0.42	0.70	0.86	1.16	1.93	0.25	0.93	2.46	1.25	1.03	0.82	0.31	0.31	0.39	1.18	2.30	2.38
vortex strength Γ (cm ² /s)	325	419	645	705	1068	257	375	498	712	871	319	438	796	807	840	340	359	368	513	667	778	1083
depth H (cm)	20					20					30					30						
bottom	smooth					rough					smooth					rough						

(b) 実験結果と検討

(i) 上昇流の発生とその形状 渦が観測区間に侵入してくると、底面に沈澱していた赤色染料は底面沿いに渦の回転軸方向へ移動しやがて上向きに方向を転じる(写真-1)。この様な底面沿いの半径方向の流れの発生は、別途実施中の *tea cup model* による実験でより明確に認められる。渦の強さが小さい場合、上昇流は渦の軸付近に集中して上昇するが、写真-1 の様に水面に達する以前に消滅する。この場合渦の軸沿いに弱い下降流の存在が認められた。ただし Ward⁵⁾ が空気による実験で観察したと報告している渦の回転軸沿いの上昇流と下降流との図-8(c) の如き相互干渉によって生じる *vortex core* の膨み現象が写真-1 にみられる上昇流パターンに対応するか否かは今後の検討事項として残されている。渦の強さが大きくなると写真-2 に示す様に渦軸沿いの下降流の径が増加し上昇流は環状を呈しているのが認められた。底面の粗度を増すと上昇流の径が大きくなるが、渦自身が底面摩擦によって回転エネルギーを急速に失っていくために上昇流の発生区間長が短くなる。

(ii) 上昇流の上昇速度 図-10は1秒おきの撮影記録から求めた上昇流の経時変化を示すものである。同様の手順を表-1に記した各実験ケースの場合に適用して上昇流の平均流量を求め、滑底面および粗底面の各々の場合に対して渦の強さの関数として図示したのが図-11である。この実験結果をもとに鳴門にみられる上昇流の量を試算した。実験において水深20cm、渦の半径3cm、中央部凹み0.8cmとすれば渦の強さは $500\text{cm}^2/\text{sec}$ である。これを Froude 相似により200倍に拡大すると水深40m、半径6m、渦中央部凹み1.6mとなる。これは南流最強時において裸島沖に見られる渦と同等でありこの場合の渦の強さは $\Gamma=150\text{m}^2/\text{sec}$ となる。本実験によれば渦にもとづく上昇流は $500\text{cm}^3/\text{sec}$ のオーダーであるから鳴門の渦1個あたりの上昇量は $280\text{m}^3/\text{sec}$ と見積ることができる。従って、図-2の様にこの程度の大きさの渦が5~6個存在する場合、全体の上昇流は $1,500\text{m}^3/\text{sec}$ のオーダーであると考えられる。一方、鳴門海峡の横断面積が $20,000\text{m}^2$ 、

写真-1

weak -
vortex
(RUN-1)

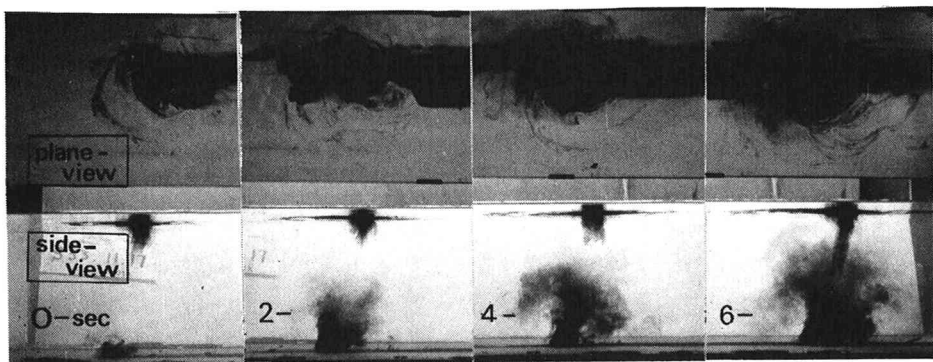
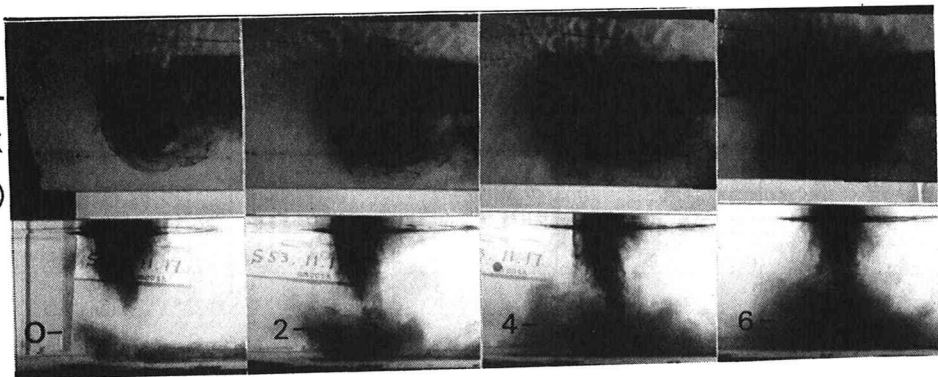


写真-2

strong-
vortex
(RUN-5)



南流最強時における潮流の流速が約 5 m/sec であるから海峡全体の通過流量は $100,000 \text{ m}^3/\text{sec}$ である。従って、鳴門海峡の潮流においては大規模な渦による鉛直方向の海水交換の量は全流量の数パーセントのオーダーであることが示される。

図-10 上昇流の経時変化の例

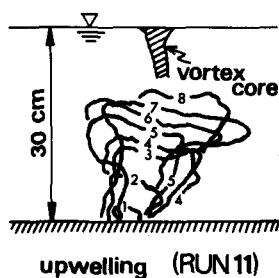
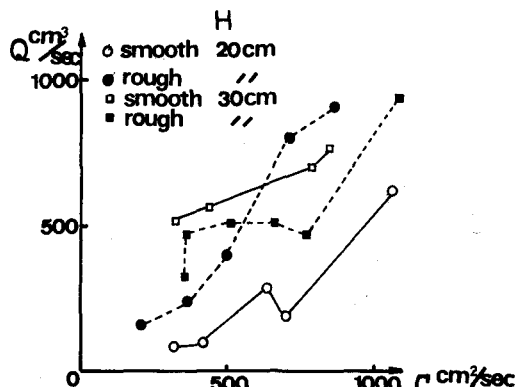


図-11 渦の強さと上昇流量の関係



(2) 上昇流に及ぼす水域地形の影響に関する実験

沿岸水域においては、その水域の個有の地形的要素が渦に伴う上昇流に影響を及ぼすものと予想される。このことを確かめる為に以下の実験を行った。

(a) 実験方法

巾 0.6 m の可変勾配水路を鉛直仕切り板によって二分し、板終端の下流左岸側に頂角 14 度の三角形の浅瀬を取り付けた。浅瀬の側面は鉛直でありその高さは水路底より 15 cm とした。この模型において水深 20 cm で水を流し仕切り板下流で生じる渦の平面位置をスケールで測定し、又、渦およびそれに伴って生じる上昇流の消長の有様を水面上方および水路側面より観測すると共に 1 秒おきに写真撮影を行った。この際渦の可視化にはウォーターブルーを、上昇流の可視化には赤色染料を用いたが、赤色染料は仕切り板端部に設けた細管により水路底部に放出した。又、仕切りより主流方向 20 cm 間隔にとった横断面内での主流方向流速成分分布を水路底より 1.8 cm 上部および水面下 2.5 cm の点で測定した。流速測定にはプロペラ流速計を用いた。以上の諸測定を浅瀬の無い場合についても行ない両者の測定結果を比較することにより浅瀬の効果を評価することにした。

(b) 実験結果

図-12と図-13は浅瀬のある場合と無い場合の流速分布、渦の位置に関する測定結果である。渦の平面的位置は浅瀬によって主流側に寄せられ、又、浅瀬の無い場合は水面付近の流速は、主流からよどみ域に向かって単調に減少する分布形をとるが、浅瀬を付すと浅瀬と主流との間の三角楔水域内では $X=60 \text{ cm}$ より下流では顕著な膨みを持った形状となる。写真-3と写真-4は浅瀬の有る場合と無い場合の渦および上昇流の撮影例である。仕切り板終端で発生した渦は pairing を重ねて次第に強さを増すが

図-12 流速分布 (浅瀬有り)

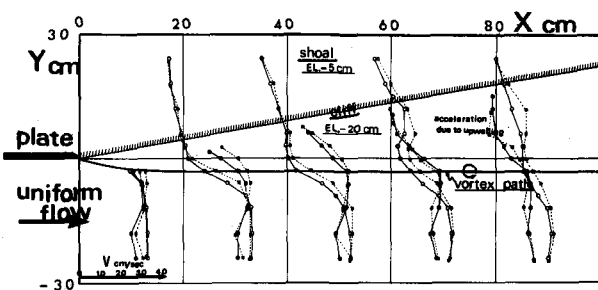


図-13 流速分布 (浅瀬無し)

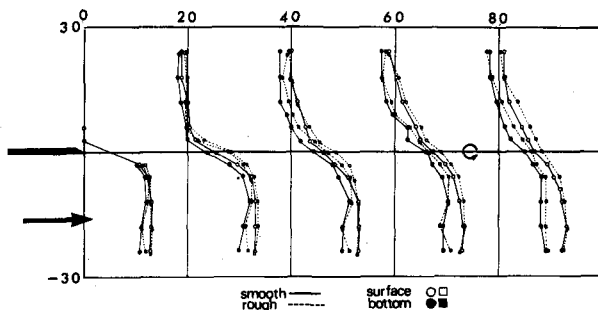
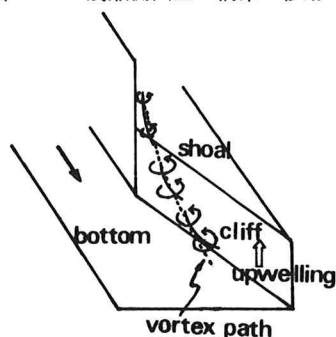


Figure 1 consists of two panels. The top panel is an aerial view of a 'shoal' area, showing a dark, irregular shape with a white arrow pointing to it. A white box in the top right corner contains the text: '10月7日', '地質学研究所', 'H=20 cm', 'Δρ=0.1', and 'σ=0.92'. The bottom panel is an aerial view of a 'cliff' area, showing a dark, irregular shape with a white arrow pointing to it. A white box in the bottom right corner contains the text: 'cliff' and 'upwelling'. A scale bar at the bottom right shows distances of 10, 11, 12, 1, and 2 units.

図-14 浅瀬側面上の渦糸の移動



以上、鳴門海峡で観測されるような渦水域における上昇流の発生機構を **swirling vortex** モデルを用いて解析的に考察し、それを模型実験により確かめた。その結果、渦に伴う上昇流の発生に際しては水域底の粗度が重要な要素となり、また、岬のような狭窄部下流における渦に伴う上昇流の発生位置は海底地形によって著しく支配されることが明らかになった。また、実験結果にもとづいて鳴門海峡における渦による上昇流の試算を行ない、渦にもとづく鉛直方向海水交換量が全流量の数%のオーダーであることを示した。

(参考文献)

- 1) 丸安隆和： “鳴門海峡における渦潮等の追跡調査及び検討・資料集(1)、(2)、(3)”
- 2) 日野幹雄： “流体力学” 朝倉(1974)pp.221~222
- 3) N. A. Chigier & A. Chervinsky： “Experimental Investigation of swirling vortex motion in jets.”, Jour. of Appl. Mech. June(1967)pp. 443~451
- 4) R. Rotunno： “A note on the stability of a cylindrical vortex streets”, J. F. M(1978), vol. 87. Part 4. pp. 761~771
- 5) N. B. Ward： “The exploration of certain features of tornado dynamics using a laboratory model.”, J. Atmos. Sci. 29, 1194, (1972)