

# 琵琶湖南湖の湖流実験

大久保賢治・久保田 一・村本 嘉雄

## MODEL EXPERIMENT ON THE CURRENTS IN THE SOUTH BASIN OF LAKE BIWA

By *Kenji* OOKUBO, *Hajime* KUBOTA and *Yoshio* MURAMOTO

### Synopsis

The South Basin of Lake Biwa is a typical shallow lake (4 km×15 km×4m) located near the outlet (Seta River) of the whole lake. Laboratory experiment on the wind-driven current in the lake was conducted by using a topographical model and the most fundamental law among the rotating similarities. The Rossby numbers due to the longitudinal wind and the outlet discharge and the vertical Ekman number in the experiments are set to be similar to those in the lake.

A slight difference in the surface current patterns was observed between rotating and non-rotating cases. Another difference is noted between the surface and the bottom current patterns except for the topographic gyre in the shallower part. Numerical results prepared for the experiment are also discussed.

### 1. 緒 言

前報<sup>1)</sup>では、三層分割のレベルモデル<sup>2)</sup>を用いて琵琶湖南湖の湖流解析を行い、観測結果<sup>3)</sup>との比較を試みた。計算値を観測値に適合させるためには鉛直渦動粘性係数の変化、特に風速による時間的変化を考慮することが重要であることが確認された。この計算は、南湖周辺の16測点における風向・風速資料の補間により作成した分布風と、これを平均した一樣風の各条件で行ったが、両者を比較した結果、一樣風の場合の方が自転効果をより強く受けた形の二次流が発達しやすいことがわかった。しかし、推定された風の空間分布が湖陸風等の構造を反映したものでどうかは明らかでなく、むしろ測点ごとの風の誤差にもとづく渦動粘性係数の空間的な非一樣性がより大規模な“乱れ”のように作用した結果のようにも考えられる。

このように、浅水湖の湖流の鉛直構造を扱う際には、従来の一層モデルでは考慮されなかった渦動粘性係数についての適切な設定が要求される。粘性係数が水深方向に一定と考える場合には、いくつかの評価式もあるが、ここで調べようとする吹送流に関してはその鉛直分布も実際上重要であり、従って底面せん断力の評価が必要である。

観測値とよく合う多層モデルを確立するためには上で述べたようにモデルパラメータの正しい記述がまず必要であり、外力(風)の不確定性や非一樣性についての議論は現在のところ困難といわざるを得ない。しかしながら、観測結果から示されたように浅水湖である南湖においても湖流の鉛直分布は明瞭であって、目的にもよるが多層化の必要があるといえることは自明といえる。この観測期間では南湖長軸方向の風が卓越し、南北各風向における湖流の解析結果は以下のような特徴をもつことがわかった。南端の瀬田川 (Fig. 1) に向かう恒流があるので若干異なって見えるが、いずれの風向でも湖長軸方向の鉛直循環が発生する。南寄りの風では中・下層で南流が強化され、これに続いて烏丸半島沖の東岸浅水域に地形性環流を生じるが、北寄りの風では環流は生じない代わりに、恒流と重なって流速分布が顕著になった鉛直循環流が偏向して東西面内の二次流が現れるというものである。

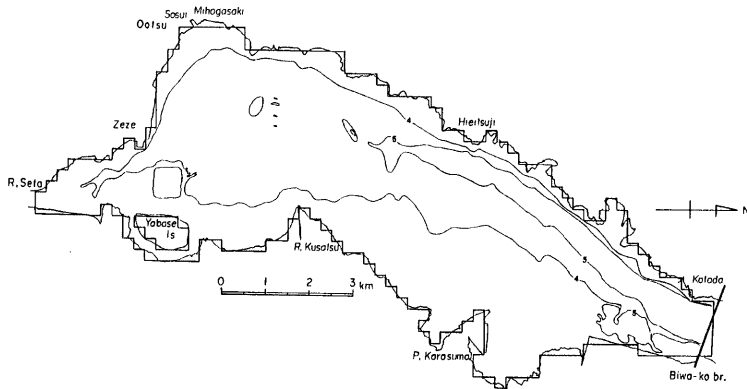


Fig. 1 The plan view of South Basin in Lake Biwa and the used mesh arrangement in the previous numerical study<sup>D</sup>

上に述べたことは、あくまでも数値解の特徴にすぎず、これらを確認してモデルを改良していくためには、問題点の解明に即した形の現地観測資料を蓄積していくことが望ましいが、これは決して容易なことではない。モデルの結果と比較すべき資料を効率よく収集するための他の方法として考えられるものは水理実験的方法であるが、残念ながら浅水湖の吹送流については、模型実験に対する評価は決して高くはないというのが実状である。その理由として模型の大きさに関する確かな基準がないことや一般に複雑な地形条件を含むこの現象が数値手法の格好な対象となり、その後の計算機の処理能力の向上ともあいまって、数値的方法を主な手段として研究が行われてきたことが考えられる。

本研究では、自転効果に着目して小規模模型が満たすことのできる相似則により潮流実験を行う。この現象では模型の大きさやひずみが相当な制約となるであろう。しかしこの過程で、もし大規模な模型に移行する場合に自転効果を見逃すか否かの基準は明らかにしておかなければならないと考える。以下、第2章で相似則を考察し、第3章では前報の数値結果と照らしながら本実験の結果について述べる。

## 2. 吹送流の相似則

通常の均質（密度一様）流れの模型実験では、フルード相似を考慮するのが一般的である。湖の現象でも、たとえば静振を扱う際には、

$$\frac{L_r}{\sqrt{gH_r}} / T_r = 1 \dots\dots\dots (1)$$

とする。ここに、 $L_r$ : 水平縮尺、 $H_r$ : 鉛直縮尺、 $g$ : 重力加速度、 $T_r$ : 時間縮尺である。しかしこの条件はダムを模型実験などのように流れのフルード数を特定の値にするものではなく単に時間尺度を得るためのものである。実際、静振や潮汐の流速でつくったフルード数は、多くの場合非常に小さく、またこの流速を定義する断面平均流・時間平均流等の意味も河川・水路の流れに比べてあいまいである。

さらに、静振の減衰<sup>6)</sup>や潮流の強さ<sup>9)</sup>を正しく表現しようとする、レイノルズ数を原型に近づける必要が生じる。フルード相似とレイノルズ相似をともに満たすことはできないので、ほとんどの場合水平縮尺の方が小さい歪模型を用いる。この場合、底面摩擦のパラメータに関する相似則が議論される<sup>5,6)</sup>。このような非回転系の相似則で水理学的に意味のある模型を作ろうとするとかなり大規模なものが要求される。特に、ここで考える吹送流の場合には模型を収容する大型の風洞が必要となり、その例はあまり多くない。

Table 1 Dimensions and non-dimensional numbers in typical shallow lakes in Japan

Lake	Area (km <sup>2</sup> )	H (m)	L (km)	Q (m <sup>3</sup> /s)	R <sub>0w</sub>	E <sub>v</sub>	R <sub>0d</sub>
Biwa-ko <sup>1,7)</sup> (South Basin or Nanko)	53.5	3.6	4.0	100	0.148	0.092	0.021
Kasumigaura <sup>8)</sup> (Nishiura)	189.2	4.0	8.0	38	0.074	0.074	0.002
Suwa-ko <sup>9)</sup>	14.5	4.0	4.0	16	0.148	0.074	0.003
Koyama-ike <sup>10)</sup>	6.9	3.0	2.5	10	0.238	0.132	0.006

ここで、湖流の地球自転効果に着目する。この効果が重要であるための条件は代表流速を  $V$ 、コリオリパラメータ（模型では回転角速度の2倍）を  $f$  として以下のように書ける。第1に、水域の幅  $L$  がロスビーの変形半径  $V/f$  より大きいこと、あるいは言い方を換えて、移流時間  $L/V$  が慣性時間  $1/f$  より大きいことが必要である。すなわちロスビー数  $R_0$  について、

$$R_0 \equiv \frac{V/f}{L} = \frac{1/f}{L/V} < 1 \dots\dots\dots(2)$$

でなければならない。第2に、水深  $H$  がエクマン層厚さ ( $\sqrt{\nu_0/f}$  のオーダー) より十分大きいこと、あるいは拡散時間  $H^2/\nu_0$  が慣性時間より大きいこと、すなわち鉛直エクマン数  $E_v$  について

$$E_v \equiv \left( \frac{\sqrt{\nu_0/f}}{H} \right)^2 = \frac{1/f}{H^2/\nu_0} < 1 \dots\dots\dots(3)$$

が要求される。南湖の場合、(2)式は十分満足されるが、(3)式は弱風時すなわち  $\nu_0$  の値が小さいときに限り満足される。具体的に数値を挙げてこれを調べてみよう。

**Table 1**<sup>7-10)</sup>は、これまで湖流の数値計算あるいは模型実験が行われた我が国の代表的浅水湖の特性を調べたものである。 $V=5$  (cm/sec),  $\nu_0=1$  (cm<sup>2</sup>/sec),  $f=8.4 \times 10^{-5}$  (sec<sup>-1</sup>) とすると、いずれの湖もロスビー数  $R_0$ 、エクマン数  $E_v$  は1よりもかなり小さく、上記(2)、(3)式の条件を満たすことがわかる。また、南湖の場合は他の湖に比べて河川流量  $Q$  が大きく、その影響を強く受けるようである。これは湖水の滞留時間  $L^2H/Q$  の比較によってわかる。

このように、南湖の吹送流は“常に”という条件をはずせば回転系の相似則が適用できる。模型の水平・鉛直スケールはロスビー数  $R_0$ 、エクマン数  $E_v$  を相似パラメータに選んで定めた。すなわち

$$\left( \frac{V}{fL} \right)_r = 1 \dots\dots\dots(4)$$

$$\left( \frac{\nu_0}{fH^2} \right)_r = 1 \dots\dots\dots(5)$$

放流量の相似は、湖水の滞留時間を用いる時間相似として定めた。すなわち、

$$\left( \frac{Q}{fL^2H} \right)_r = 1 \dots\dots\dots(6)$$

とした。(4)、(6)式の左辺に現れている無次元パラメータはいずれもロスビー数の形をしているが、以後  $V$  は吹送流の流速を表すものとして、(4)式の  $R_0$  を風による吹送流のロスビー数  $R_{0w}$  と呼び、(6)式のそれを流量ロスビー数  $R_{0d}$  として区別する。

現有のターンテーブルの大きさも考慮して  $L_r=1/20,000$   $H_r=1/300$  とした。すなわち南湖の長さを15 km、幅を4 km、平均水深を3.6 m とすれば、模型におけるこれらの長さはそれぞれ75 cm, 20 cm, 1.2 cm ということになる。 $f_r=2,500$  (ターンテーブルの回転速度が1 r.p.m. の場合に相当する) とすれば、(6)式より  $Q_r=2.1 \times 10^{-8}$  となり、瀬田川放流量の範囲  $Q_p=100 \sim 400$  m<sup>3</sup>/sec に対して、ほぼ  $Q_m=2 \sim 8$  cm<sup>3</sup>/sec となる。簡単のため南湖の北緯度を30° とすれば、テーブルの1周は2日に相当し、瀬田川放流量100 m<sup>3</sup>/

sec のときの滞留時間<sup>7)</sup>

$$\frac{2.1 \times 10^6 [\text{m}^3]}{10^2 [\text{m}^3/\text{sec}]} \times \frac{1}{86,400} = 24 [\text{日}]$$

はテーブルが約12周する時間ということになる。

このように本実験の相似則が確定した段階で、過去の吹送流の模型実験の相似則との比較をしておこう。Li ら<sup>11)</sup>はオンタリオ湖、Lien, Hoopes<sup>12)</sup>はスベリオル湖について、それぞれ回転水槽実験を行っている。これらの湖はいずれも深水湖であって(5)式の相似は特に議論されていない。また、河川も模擬した前者の実験では(6)式と同様の相似が考慮されている。Li ら<sup>11)</sup>は(4)式の  $R_{0w}$  と(1)式の静振のフルード数および歪模型の摩擦パラメータとしてのプラウドマン数 = (フルード数)<sup>2</sup> × (ロスビー数)<sup>-2</sup> × (エクマン数)<sup>2</sup> の相似を導入したが結局前二者の相似のみが議論された。Lien ら<sup>12)</sup>の相似則も  $R_{0w}$  とフルード数に関わるものであるが、検証計算のモデルがエクマンタイプであり、その意味で  $E_0$  も考慮はされているようである。その他、海洋の吹送流に関していくつかの回転水槽実験もあるが、深水域ということでロスビー相似のみが考慮されている。また、吹送流を想定してはいるが、巨視的な機構に着目しているので実験的には吹送流でないもの<sup>13)</sup>も多い。

風と流れの詳細な検討は非回転系の風洞水路<sup>14,15)</sup>あるいは模型実験において行われている。村岡・福島<sup>8)</sup>は水平縮尺1/8000、鉛直縮尺1/50の霞ヶ浦模型を用いて静振や吹送流・拡散現象の相似則について、種々の抵抗則や拡散係数式を仮定して詳細に検討している。静振の相似則はやはりフルード相似であるが、吹送流の相似は慣性項を考慮するか否か(回転系でいえばロスビー数が大きい小さいか)で異なることを述べている。このように、規模がほとんど同じ二つの湖で異なった相似則がとられるということは、南湖にせよ霞ヶ浦にせよ(3)式の条件が成立するか否かの限界的なところにあることによっている。この点を明らかにすることが、前報<sup>1)</sup>より引継がれた本研究の主要な目的のひとつである。

最後に、Table 1 で示した無次元数の算定で仮定した現地における代表的吹送流速度  $V=5$  cm/sec および  $\nu_0=1$  cm<sup>2</sup>/sec の値について検討する。 $V$  として表面流速  $u_s$  を考えることにすれば、風速  $W$  と  $u_s$  の関係は乱流状態で

$$\frac{u_s}{W} = 0.03 \sim 0.04 \dots\dots\dots (7)$$

といわれ<sup>8),14),15)</sup>、 $V=5$  cm/sec に対して  $W=1.5$  m/sec が逆算される。しかし、模型実験では(7)式は過大評価を与え、表面流速が風速の1%以下になる例も報告されている<sup>11)</sup>。もちろん代表風速のとり方にも問題はあるといえるが、模型の湖岸形状による sheltering あるいは流れ自身が層流か乱流かの相異によって、現地と模型で風速・流速変換関係が異なるのは当然であり、模型では吹送流として相似な流速を得るために大きな風速が必要であることは考慮しておかなければならない。

$\nu_0$  についても、現地では風速や水深に依存する形が使用されている。余越・富所<sup>9)</sup>は

$$\nu_0 = 0.00056 \sqrt{c_f} h W \dots\dots\dots (8)$$

の形を提案している。ここに  $c_f$  は水面摩擦係数であり、余越らは Deacon と Webb の提案式<sup>16)</sup>

$$c_f = (1.00 + 0.07 W_{z=10m}) \times 10^{-3}$$

で与えている。ただし  $W_{z=10m}$  は水面上 10m の風速 (m/sec) である。風のせん断力  $\tau_s$  については

$$\tau_s = c_f \rho_a W^2 \dots\dots\dots (9)$$

であり、数値計算では  $c_f = 0.0013$  にとられることが多い。この場合(8)式はつぎの経験式<sup>17)</sup>と一致する。

$$\nu_0 = 2 \times 10^{-8} h W \dots\dots\dots (10)$$

形の簡単な(10)式でみると、 $\nu_0=1$  cm/sec の値は  $h=360$  cm として  $W=1.4$  m/sec に対応し、 $V=5$  cm/sec と矛盾しない。しかし、(8)、(10)式を実験範囲まで拡張しても動粘性係数  $\nu$  より大きい値は得られない。

したがって、実験では  $\nu = 0.01 \text{ cm}^2/\text{sec}$  として  $E_v$  を評価している。しかしながら、実験に対応する模型計算を行うにあたり、動粘性係数より数倍大きな値を仮定しなければ、いくつかの実験事実が説明されないことがわかった。この係数の増大は確かに上式の示す通り風の増大によっていると理解された。しかし、この増大は底面の効果ぬきでは語れないと思われる。

### 3. 南湖湖流の模型実験

#### 3.1 実験の概要

##### (1) 実験装置

本研究で用いた実験装置（南湖模型，風洞，ポンプ系，上・下流側の貯・廃水槽）を Fig. 2 に示す。モルタル製の南湖模型は前述の通り水平縮尺 1/20,000 鉛直縮尺 1/300 の歪模型であり、数値モデルの水深データをもとに地形を再現し、表面はペンキで塗装している。上流（北湖）側は定水位槽が接続しており、ポンプとバルブの開度に応じて給水量が調節できる。下流（瀬田川）側の水槽には、ポンプと流量計が接続しており、放流量は流量計のバルブで調節する。風は北湖側，瀬田川側のいずれか一方に送風機（エアコン用ロータリーファン）を取付けることにより南湖長軸方向の各風向で各々強・弱 2 段階の設定ができる。水面から約 2 cm 上方の透明アクリル板で湖全体を覆っており、風が一様に吹送できるような風洞を形成している。なお、湖地形は湖岸線で水深がゼロになるようにし、陸地地形はすりばち状にして風があたりやすくした。内部流況を調べる実験では、4 つの東西断面で水面下約 2 mm および 12 mm の位置に太さ 0.05 mm の白金線を水平に張り、上・下層間に電圧をかけて電気分解が行えるようにした。模型全体を直径 60 cm のタ

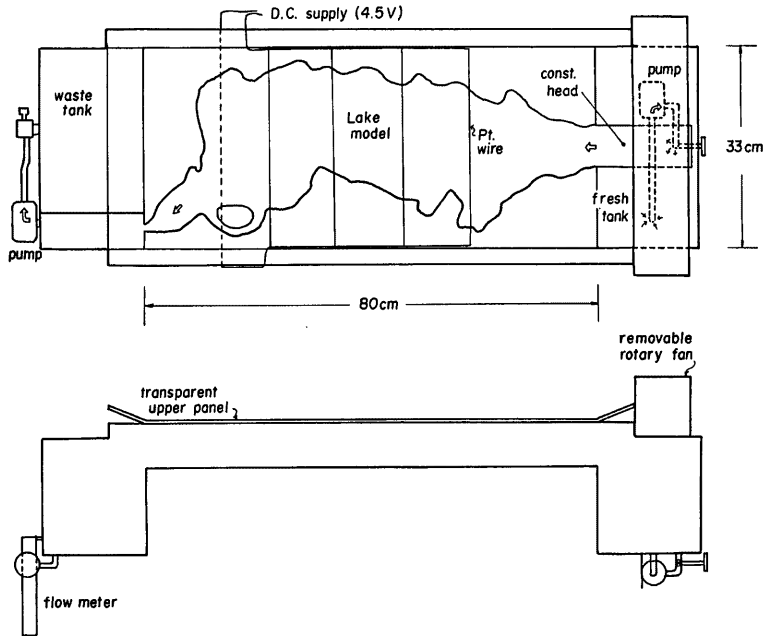


Fig. 2 Apparatus for the wind driven current in South Basin

ーンテーブル上に設置し、今回は1 r.p.m. 固定の回転を与えた。比較のため他の水理条件は同じで、回転を与えない実験も何ケースか行っている。

(2) 風 の 特 性

実験に用いた送風機は、上・下を反転して使用することにより、吹出・吸込のそれぞれ強・弱2段階、合計4段階の風速が設定できる。しかし吹出の風を用いて行った予備の実験では、湖流が安定せず平常時の風の範囲外と思われたので、本実験では吸込の2段階のみ使用した。

風が湖面に与えるせん断力を求めるために風速の鉛直分布を測定した。実験ではターンテーブルを回転させているので、風速測定も同様の回転状態で行うのが望ましい。しかし、風速が1 m/sec程度でも風のロスビー数は十分大きく、回転効果は無視しうるものと考え、設備の都合もあって非回転状態で測定した。また、地形の影響等によって風は湖全体に一律ではなく、局所的な分布をもつことが考えられたが、今回は湖のほぼ中央の1点の測定のみに限った。

2方向・2段階の風速測定にはホットワイヤ流速計 (KANOMAX 簡易型 CTA アネモマスター-1011, リニアライザ1013) を使用した。測定された風速鉛直分布を Fig. 3 に示す。送風機自体の出力は同じでも *N* 風に比べて *S* 風はやや風速が小さい。これは地形が *N* 風を通しやすい形になっているためと思われる。風速 *W* は最大でも 139 cm/sec, 水面からアクリル板までの高さ *D*=2 cm であり、空気の動粘性係数を  $\nu_a = 0.145 \text{ cm}^2/\text{s}$  としてレイノルズ数

$$Re_a = \frac{WD}{\nu_a} \dots\dots\dots(11)$$

を計算すると  $Re_a = 1920$  程度であって完全な乱流域と言えるほどには大きくない。しかし、Fig. 3 の片対数表示では水面上高さ  $z_a$  が 0.4 cm 以下の範囲ではほぼ直線に適合している。乱流であっても、この程度の風速では水面に波が立たないことから滑面の対数則

$$\frac{W}{W_*} = 5.5 + 2.5 \ln \frac{W_* z_a}{\nu_a} \dots\dots\dots(12)$$

が成立つことが期待される。一方、層流型の分布式は

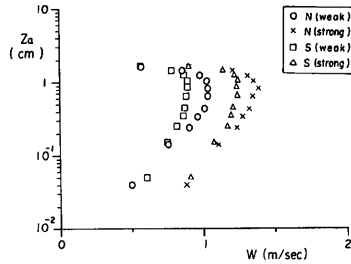


Fig. 3 Vertical distributions of the wind velocity in the experiment

Table 2 The estimated friction velocities and shear stresses of the wind at several heights

WIND	$Z_a$ (cm)	$W$ (cm/s)	$W_{*1}$ (cm/s)		$\tau$ (dyne/cm <sup>2</sup> )		
			$W_{*1}$	$W_{*2}$	$\tau_1$	$\tau_2$	$\tau_3$
NNE (weak)	0.24	96	7.6	7.4	0.071	0.067	0.013
	0.34	96	7.6	6.4	0.070	0.050	0.015
	0.44	101	7.6	5.8	0.071	0.041	0.016
NNE (strong)	—	—	9.9	10.7	0.121	0.141	0.020
	0.24	124	9.9	8.7	0.121	0.092	0.025
	0.31	128	9.6	7.4	0.113	0.067	0.026
SSW (weak)	0.15	75	7.2	8.5	0.063	0.090	0.009
	0.25	82	7.0	6.9	0.060	0.058	0.011
	0.35	76	6.9	6.0	0.058	0.044	0.012
SSW (strong)	0.15	107	9.5	10.2	0.112	0.127	0.018
	0.25	118	9.4	8.3	0.109	0.084	0.022
	0.35	119	9.0	7.0	0.100	0.061	0.023

Table 3 Experimental conditions

RUN	Wind	$\tau_s$ (dyne/cm <sup>2</sup> )	$Q$ (cm <sup>3</sup> /s)	$f$ (s <sup>-1</sup> )	$u_s$ (cm/s)	$Ro_w$	$E_v$	$Ro_d$	Streak photo.	internal visualization	numerical experiment
N11	NNE	0.070	2.0	0.209	0.36	0.086	0.030	0.020	○	○	○
N21	NNE	0.120			0.37	0.089			○	○	○
N12	NNE	0.070	0.26		0.062	○			○	○	
N22	NNE	0.120	4.0		0.37	0.089	○	○	○		
N13	NNE	0.070			0.31	0.074	○	○	○		
N25	NNE	0.120	8.0		0.42	0.100	○	○	○		
N11*	NNE	0.070	2.0	0.0	0.26	—	—	—	○	○	○
N12*	NNE	0.070	4.0		0.26	—	—	—	○	○	○
N13*	NNE	0.070	8.0		0.31	—	—	—	○	○	○
N21*	NNE	0.120	2.0		—	—	—	—	○	○	○
S11	SSW	0.060	2.0	0.209	0.25	0.060	0.030	0.020	○	○	○
S21	SSW	0.110			0.42	0.100			○	○	○
S12	SSW	0.060	4.0		0.30	0.072			○	○	○
S22	SSW	0.110			0.42	0.100	○	○	○		
S13	SSW	0.060	8.0		0.41	0.098	○	○	○		
S23	SSW	0.110			0.42	0.100	○	○	○		
S11*	SSW	0.060	2.0	0.0	0.27	—	—	—	○	○	○
S12*	SSW	0.060	4.0		0.29	—	—	—	○	○	○
S13*	SSW	0.060	8.0		0.28	—	—	—	○	○	○
S21*	SSW	0.110	2.0		—	—	—	—	○	○	○

$$\frac{W}{W_*} = \frac{W_* z_a}{\nu_a} \dots\dots\dots (13)$$

と表せる。ここに  $W_*$  は水面における空気の摩擦速度である。(12), (13)の両式から摩擦速度  $W_*$  とせん断力  $\tau_s$  を求め、それぞれ  $W_{*1}, \tau_1, W_{*2}, \tau_2$  とする。また、前章(9)式より求めた  $\tau_s$  も含めて **Table 2** に示す。(12)式から求めた  $W_*, \tau_1$  は  $z_a < 0.4$  cm の範囲でも一定とはなっていないが、 $z_a$  に対する変化率が極小となる点における  $W_{*1}, \tau_1$  の値で  $W_*, \tau_s$  の値を代表させることにした。残る2つのせん断力についていえば、 $\tau_2$  は  $N, S$  と弱風の場合に  $\tau_1$  と近い値をとり、一方現地での式の外挿である  $\tau_s$  は実験の場合過小評価である。結局、実験条件としては  $NNE$  弱風について  $\tau_s = 0.070$  dyne/cm<sup>2</sup>,  $NNE$  強風について  $\tau_s = 0.12$  dyne/cm<sup>2</sup> を与え、また  $SSW$  の弱および強風に対してはそれぞれ  $\tau_s = 0.060$  および  $0.11$  dyne/cm<sup>2</sup> とした。

(3) 実験条件

実験は表面流況に関するものと内部流況をみるものの2つに分けられる。前者は着色した水の表面に分散させたアルミ粉で可視化し、露出時間4秒でストリーク写真を撮影した。後者では前述の白金線を電極とするプロムチモールブルー溶液の電気分解発色法を用いた。まず、上層の白金線をすべて負極として表面下2mm層の発色状態を写真撮影し、つぎに正・負極を入れ替えて下層の流れを同様に可視化する。なお、この場合の適正電圧は約4.5Vであった。

実験条件ならびに可視化法・模型計算の一覧を **Table 3** に示す。表面ストリーク実験は、これらの実験の中で基本となるものである。回転ありのすべてのケースと、回転なしの場合は弱風のケースを行った。内部流況の実験は平常時の放流量に対応する2cm<sup>3</sup>/secのものについてはすべて行った。模型計算は回転ありのすべてのケースを行っている。

模型計算には前報の数値解析に利用したプログラムを利用したが、境界条件など変更した点はつぎのようである。

- (i) 水平・鉛直方向のスケールはすべて1/20,000, 1/300倍してそのまま用いた。
- (ii) 流出河川は瀬田川のみを考え、その放流量と同量を北端から流入させて水収支すなわち平均水位をゼロに保った。
- (iii) 風の条件は風速で与えるのではなく、直接、せん断力の形で与えた。
- (iv) 計算は表面ストリーク実験にあわせて、流量のみで流れている初期状態から突然風を吹送しはじめ、

58秒間計算した。時間ステップは流量に応じて0.02~0.04秒とした。

- (v) 鉛直・水平粘性係数の値は、次節で述べるように当初、層流と考えて  $0.01 \text{ cm}^2/\text{sec}$  としたが、後にこの値が過小であることがわかったので  $0.02 \text{ cm}^2/\text{sec}$ 、さらに  $0.05 \text{ cm}^2/\text{sec}$  とした。底面<sup>1)</sup>でも同じ値を仮定している。

なお、表中の  $u_s$  は実験後に求められ、放流の効果もそこに含まれている。

### 3.2 地形性環流と鉛直循環

#### (1) 湖流の形成時間

風の吹送開始後、湖流が定常状態に達するまでに要する時間は、非回転の場合拡散時間スケール

$$T_D = \frac{h^2}{\nu_0} \dots\dots\dots (14)$$

で与えられる。ただし、地形による渦的流れを無視した大きめの評価である。一方、回転系での定常化時間と考えられるスピナップ時間スケール  $T_s$  は

$$T_s = \frac{1}{f} \sqrt{\frac{1}{E_v}} = \frac{h}{\sqrt{f\nu_0}} \dots\dots\dots (15)$$

で与えられる。南湖における  $T_s$  は  $\nu_0$  の範囲  $0.1 \sim 10 \text{ cm}^2/\text{sec}$  を考慮すれば3時間~1.5日の程度である。

模型においては(15)式の  $\nu_0$  を動粘性係数  $\nu = 0.01 \text{ cm}^2/\text{sec}$  で与えると、 $f = 0.209 \text{ sec}^{-1}$ 、 $h = 1.5 \text{ cm}$  として、 $T_D = 225 \text{ sec}$ 、 $T_s = 32.8 \text{ sec}$  となり  $T_s$  の方が格段に小さいことが予想された。そこで、 $N11$ 、 $N11^*$  のケースの計算を行い、回転の有無による差を調べた。この計算では  $N11^*$  が  $N11$  の2倍程度の流速になることがわかったので、 $\nu_0 = 0.02 \text{ cm}^2/\text{sec}$  として計算したが、第1層流速は  $N11^*$  の方がまだかなり大きく、また流れが発達する時間も  $N11^*$  の方が明らかに長かった。実験で観察された流況では両者の差がこれほどは大きくなかったので、 $\nu_0 = 0.05 \text{ cm}^2/\text{sec}$  とさらに大きくして計算してみた。結果を Fig. 4 に示す。第1層の流速は  $N11^*$  がまだ若干大きい両者の差は小さくなった。また、定常状態に達するまでの時間にも差が見られなくなった。これは  $\nu_0 = 0.05 \text{ cm}^2/\text{sec}$  とすることで  $T_D = 45 \text{ sec}$ 、 $T_s = 15 \text{ sec}$  となり差が縮ったものと解釈できる。 $T_D$ 、 $T_s$  は目安を与えるにすぎず、また、何よりもここで比較しているのが実験では表面流速であり計算では表層流速であるという相異もあるのであまり立入った議論はできないが、 $h$  の代わりに  $h/2$  を用いて評価した場合の差が数秒以内と両者の結果が近づいてきたので、以後の計算では  $\nu_0 = 0.05 \text{ cm}^2/\text{sec}$  の値を用いることにする。

表面ストリーク実験では、写真は風の吹送前と吹送開始後は5秒おきに撮影している。Photo 1 (a)~(c)は  $N23$  の表面ストリークである。風の吹送開始直後の3秒後では、ほぼ一様な南流を示すが、8秒後には53秒後の流況をほぼ同じとみなせる流況になっている。そこで、実験湖流が8秒以内で定常状態に達するものと考え、ス

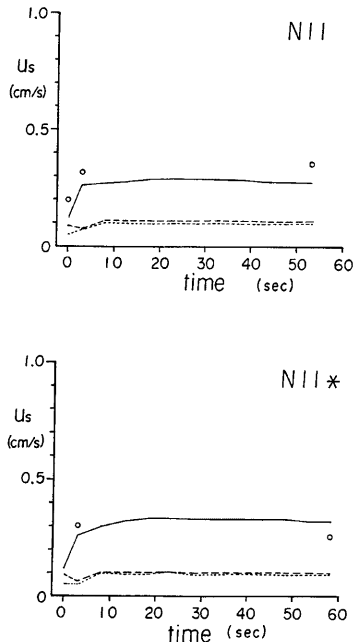


Fig. 4 Comparisons between the measured surface velocity (open circle) and the layer velocities of the numerical model (full curve, the 1st layer; broken curve, the 2nd layer and dotted curve, the 3rd layer)



トリックを解析する写真は吹送前、吹送開始3秒後、53秒後の3枚とした。読取ったストリークの個数は場所的にやや片寄ることがあるので、正方形格子点に補間を行った。ここでは、全ストリークに対し補間格子点からの距離の二乗の逆数で重みをつけて各成分を求め合成した。実験の表面平均流速  $u_s$  はこれらの補間値の平均として求めた。

Fig. 5 は、先に Fig. 4 に示した A11, A11\* 以外の RUN の計算結果の数列であり、同時に実験で読取ったストリークから求めた平均流速値も白丸でプロットしている。計算結果をみると、流量が  $4 \text{ cm}^2/\text{sec}$ ,  $8 \text{ cm}^2/\text{sec}$  と大きい場合には平均流速がいったん大きくなった後、振動しながら定常値に近づいている。振動のない A11, S11\* の比較では、Fig. 4 (b) の A11, A11\* の場合と同様に、回転の有無による風に対する応答時間の差はみられない。

(2) 風と表面流速

Table 4 には定常状態における入風の表面流速と計算の第1層流速を示す。A 風では A21, S 風では S13, S23 の対応がよい。 $\nu_0 = 0.05 \text{ cm}^2/\text{sec}$  の設定は A11, S11, S12, S21, S22 では過大, A12, A22, A13, A23 では過小な評価であったと思われる。計算では  $\nu_0$  が大きくなると流速が減少するからである。

計算の平均流速の特徴を風向ごとに述べると次のようになる。まず S 風の場合では流量の大きな S13, S23 の間には第1層の流速に風の効果が見られなくなる。また、いずれのケースにおいても第2, 第3層の

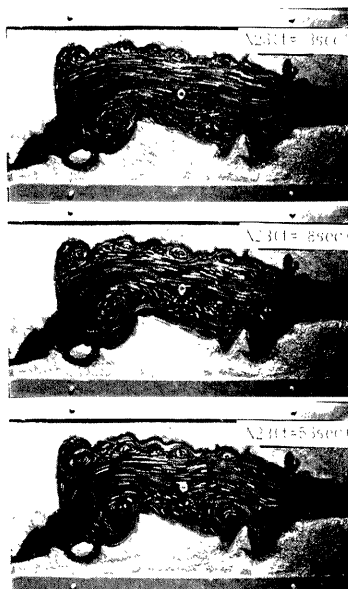


Photo 1 Development of the surface current (A23)

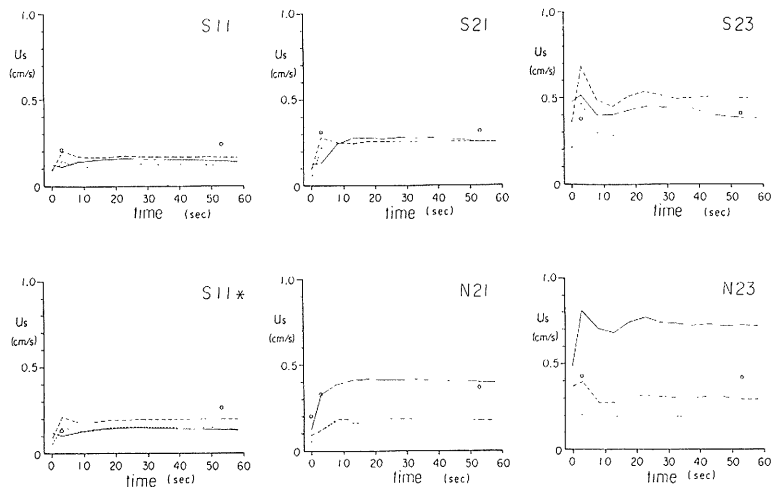


Fig. 5 Comparisons between the measured surface velocity and the calculated layer velocities. The symbol and line are same as those in Fig. 4.

Table 4 Spatially averaged velocities of the numerical model (the 1st layer) in the weak and strong wind conditions. The velocity differences due to the increase of the wind are also shown ( $\Delta u_s$ ). The corresponding value of experimental surface velocities are shown in parentheses.

Wind discharge	N series (cm/sec)			Wind discharge	S series (cm/sec)		
	1	2	$\Delta u_s$		1	2	$\Delta u_s$
1	0.28 (0.36)	0.40 (0.37)	0.12 (0.01)	1	0.14 (0.25)	0.25 (0.42)	0.11 (0.17)
2	0.39 (0.26)	0.50 (0.37)	0.11 (0.11)	2	0.20 (0.30)	0.25 (0.42)	0.05 (0.12)
3	0.62 (0.31)	0.72 (0.42)	0.10 (0.11)	3	0.39 (0.41)	0.39 (0.42)	0.00 (0.01)

流速が大きく一様分布に近い、これは放流による流れ（恒流）と風の鉛直循環流が干渉した結果であって、前報の計算結果でも見られたものである。一方、鉛直循環流と恒流が重なりやすい  $N$  風の場合には、流量が増大するほど、また風が強いほど第1層の南流は増加し鉛直流速分布も顕著になる。問題は  $R_{0d}$  が南流で固定されているのに対し、 $R_{0w}$  を規定する流向は南でも北でもよいことにある。実験でも、(8)、(10)式でみたように風速がこの係数に寄与しているらしいことと同様に、実験・計算値の比較でわかるように、放流量の効果も大きく現れている。すなわち、実験値と計算値の一致は  $S$  風では大放流の場合にみられ、中程度以下の放流では  $v_0$  を下げなければならない傾向がある。逆に  $N$  風の場合は小放流のときに実験と計算が一致しており中程度以上の放流では  $v_0$  を上げて流速値を下げれば実験値に近づくと思われる。南湖における水平拡散係数の推定結果<sup>18)</sup>によれば、平常時と大放流時でこの係数が2オーダー異なることが報告されており、類似性が興味深い。

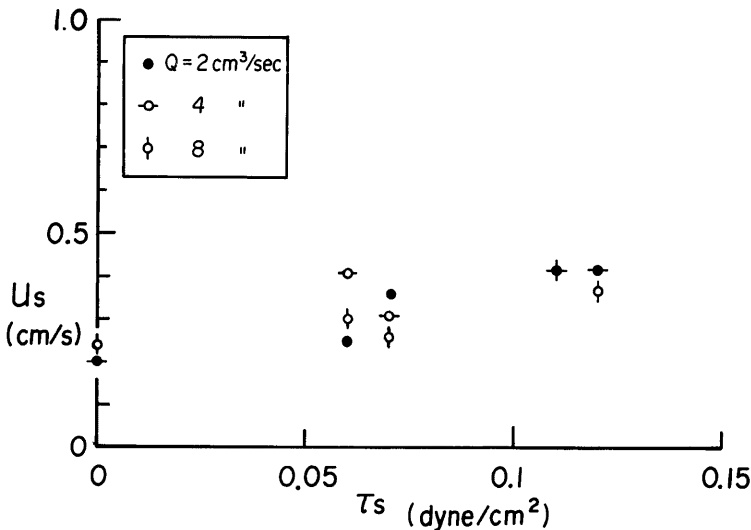


Fig. 6 The relationship between the surface velocity and the wind shear stress

次に、風と表面流速の対応を調べよう。計算値相互の比較 (Table 4) では、 $S$  風の場合流量が増加するに従って風速の効果 (強風および弱風時の平均流速差) が小さくなるのに対し、 $N$  風の場合には放流量によらず、ほぼ一定の  $0.1 \text{ cm/sec}$  という流速差があらわれている。

最後に、実験における53秒後の流速値を  $u_s$  に対してプロットすると Fig. 6 のようになる。先述したように実験の粘性係数が風速と放流量により規定されるように、表面流速にもそれらの効果が現れるであろう。これを考慮してこの図を  $u_s$  (すなわち風速) の効果としてみれば強・弱風の差としてやはり  $1 \text{ mm/sec}$  程度の差が見出される。(7)式によれば表面流速は風速の3%程度であるが、Li ら<sup>11)</sup>によれば実験では0.2~0.6%程度である。本実験の代表風速の範囲を  $100 \pm 20 \text{ cm/sec}$  とすれば、表面流速  $u_s$  が風速  $W$  の0.35%として  $u_s = 0.35 \pm 0.07 \text{ cm/sec}$  を得る。ただし、放流だけで風がない時にも  $0.20 \sim 0.24 \text{ cm/sec}$  の  $u_s$  があり、これは分離していない。

(3) 地形性環流

これまで流れの大きさに着目したが、これからは流向についても論じる。 $S$  風時には東岸の浅水域である烏丸半島沖で北流が生じ、反時計回りの地形性環流が形成される。放流量と風速がこの環流に与える影響を調べよう。Fig. 7 は北流しているストリークについての平均流速の経時変化であり、環流の強さに対応するものと思われる。なお、計算値は第1, 2層だけを示している。放流量が同じで風の条件が異なるもの、すなわち  $S11$  と  $S21$ ,  $S12$  と  $S22$ ,  $S13$  と  $S23$  で比較すると定常後では計算値・実験値とも風の強い方が大きくなっており環流も強いと言える。ただし全平均でみた場合、実験値と計算値がよく一致していたケースでも北流に着目すると実験値が大きい。この理由は、実験では他の位置にも大小の渦が発生し、これらをあえて分離しなかったためであろう。

次に風速が同じで放流量の異なる  $S11, S12, S13$  と  $S21, S22, S23$  のそれぞれで比較してみる。計算値では流量が小さいほど環流は強くなる。しかし、その差は風によるものほど大きく現れてはいない。一方実験値では、風によっても放流量によっても北流は増加する。環流以外の渦が異なった特性をもつことによると思われる。

計算値に現れている北流がいったん増大した後、若干減少してから定常になる性質は、いったん相当数の格子で北流した後、恒流によって整流される過程と考えられ、前報の現地計算結果でもよくみられたものである。しかし実験では、この状況は現れていないようである。ただ、この実験時間は実時間で5日に相当し、やや仮想的な一定風の設定になっていることには注意すべきである。

(4) 流軸の変化

Photo 1 に示したような  $N$  風時の表面流況では、湖岸特に西岸で小さな渦が数多く生じており、流軸 (南流の軸) は渦の南流部に沿って蛇行している。Photo 2 は回転がある場合とない場合の流軸と比較したものである。 $N13$  と  $N13^*$  を比較すると、回転のない場合の細長く連なった南西岸の渦は、回転のある場合には

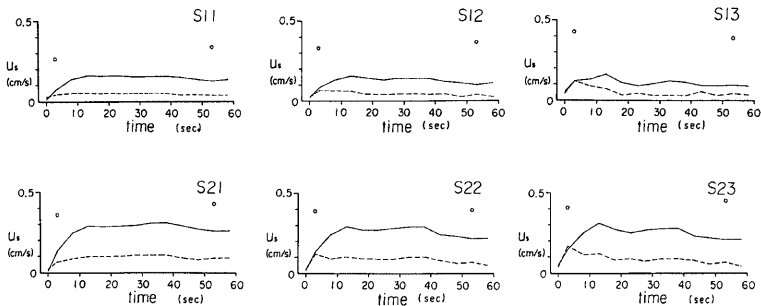


Fig. 7 Northward velocities in the hydraulic and the numerical models (See Fig. 4)

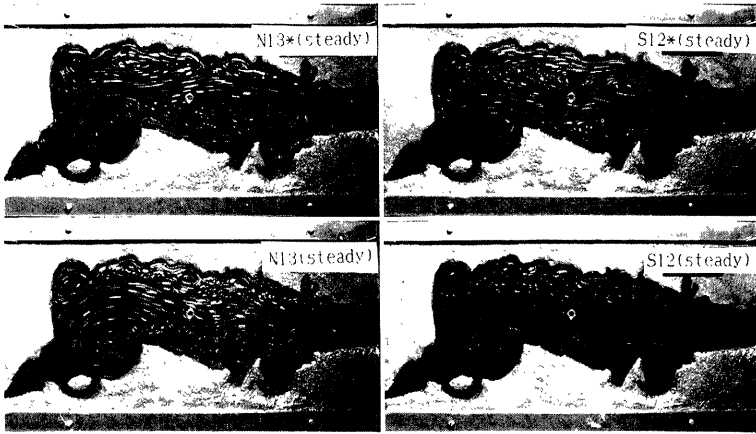


Photo 2 Comparisons of the surface current pattern between rotating and non-rotating experiment

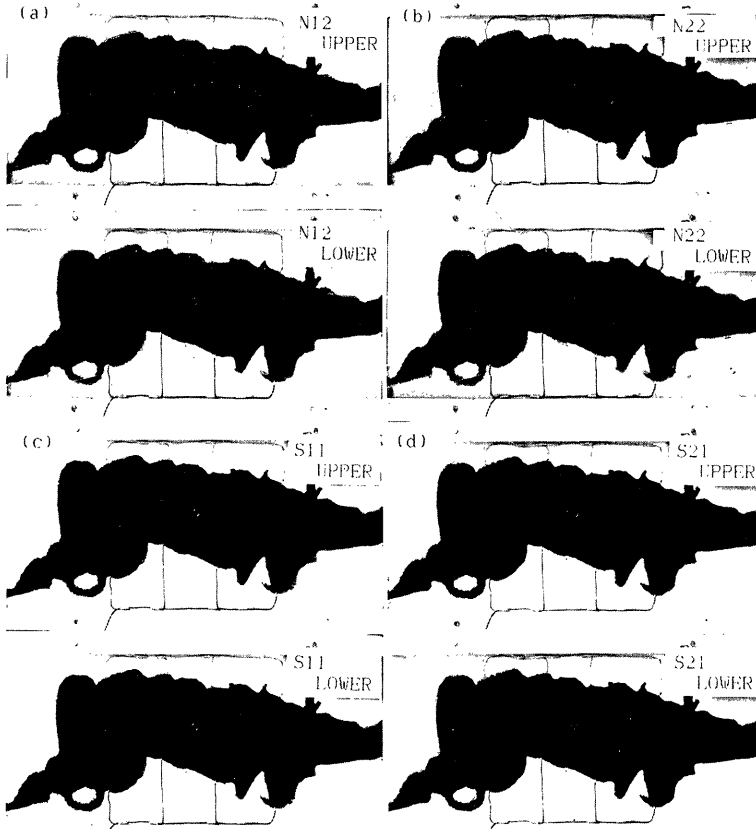


Photo 3 Current patterns in the upper and the lower layer (2mm and 12mm below the water surface, respectively). (a) N12, (b) N22, (c) S11, (d) S21.

小さく分裂して湖岸凹部におさまってしまう。これらの渦は時計廻りのものである。一方、東岸の平津川の南に舳帆島に接する形の渦は反時計廻りであり、回転のある場合に大きくなることからわかる。流軸の変化は、東西各岸のこうした渦の大きさの変化によりもたらされているように思われる。このような流軸の西岸への偏りは恒流のみの場合、*N* 風の吹き始めおよび定常状態のいずれにも存在するようであり、基本的には東西断面内の二次流<sup>1)</sup>によるものと考えられる。なお、この自転性の二次流については Spaziale<sup>19)</sup> が回転するダクト流れについて示している。ただし表面の最大流速位置を西偏させる二次流の回転方向と東西各岸の水平渦の回転方向は相反するようと思われる。同様に *S12* と *S12\** を比較すれば *S12\** で強く生じている西岸沿いの北流が *S12* では弱まっており、西岸の渦が小さくなる点が *N* 風の場合と同様である。

(5) 流れの鉛直構造について

**Photo 3** (a) は *N12* の上層、下層の流況である。上層では *N* 風に対して主に東岸よりも西岸で南流しており、前項で述べた流軸の西偏に対応すると考えられる。東岸浅水域の流れが風に従っていない理由として、後に述べるように *N* 風時の表面流況に現れていた渦は表面近くの薄い層に限られていることで説明できよう。下層では水深の深いところで北流が生じており、*N* 風時に湖長軸方向の鉛直循環流の存在がわかる。**Photo 3** (b) は *N22* の流況であり、下層の北流がより強くなっていることが注目される。

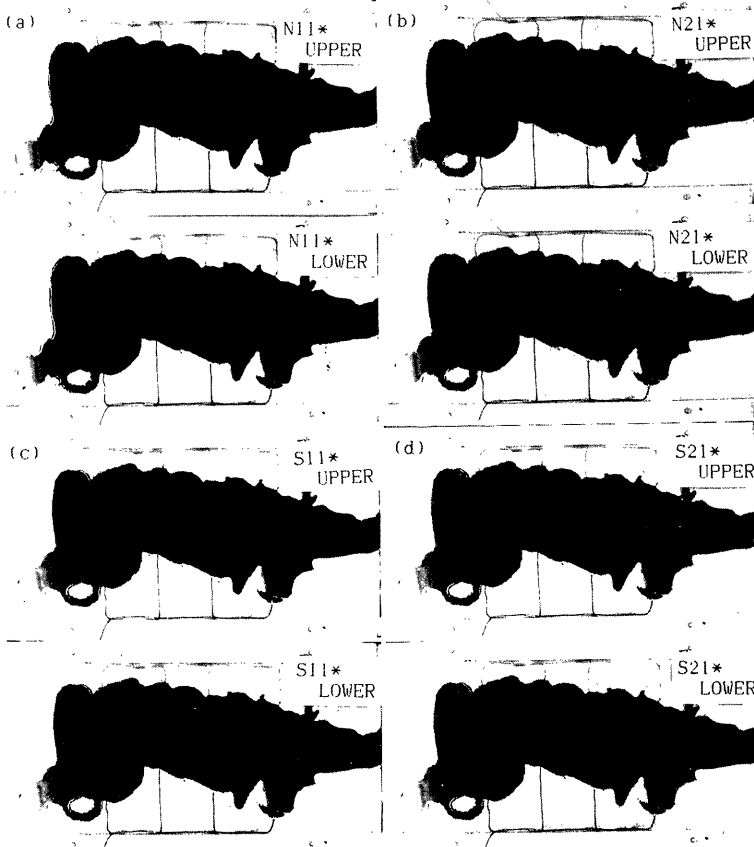


Photo 4 Internal current patterns in the non-rotating experiment. (a) *N11\**, (b) *N21\**, (c) *S11\**, (d) *S21\**.

**Photo (c), (d)** は S11, S12 の上層, 下層の流況である。上層では東岸で風向に従って北流し, 下層では水深の深いところで南流しているが, 東岸寄りでは下層も北流している。環流の強度は S21 の方が強くなっていることがわかる。しかしながら, 内部流況をみる実験では再現性の点で以下のような問題点があった。ターンテーブルの極く微小な傾きにより, 回転にともなう水面勾配の変動があり, 流れをかなり変化させていたと考えられる。ここで現地における 10 cm の水位変動 (たとえば静振によってもたらされるもの) を考えると, 模型の相当水位差は約 0.3 mm となる。これはテーブル面の水平設定誤差として考えるものであり, 放流にともなう水面勾配と同程度かより大きいものと思われる。内部流況の実験はどの RUN も複数回行って調べた結果, 表面流況の実験ではほとんど気づかれなかった振動が認められた。**Photo 3** の写真はいつでも中立的な位相のものである。このように回転のある場合の結果は問題が残るので, 回転のない場合の実験結果について述べる。

**Photo 4 (a) (b)** に N11\*, N21\*, **Photo 4 (c), (d)** に S11\*, S21\* の流況を示す。N 風の方は放流量が異なっているが, それぞれ **Photo 3 (a)~(d)** と対比すべき非回転系の流況といえる。非回転系のケース相互で風速による変化を調べると, N 風時には北寄りの 1~2 断面で岸近くで南流, 中央で北流しており, この状況は風の増大とともに明瞭になる。流況は下層でもあまり変化していない。**Photo 2** の N13\* の表面流況と比較すれば内部流況が表面流況とは逆転していることに気づかれる。特に草津川南の顕著な反時計渦の下方には明らかな時計渦が生じている。この結果によれば表面流況は非常に薄い層に限られるということになる。一方, (c), (d) の写真からつぎのことが言える。すなわち, S 風時にも鉛直循環は現れ, 風の増加とともに下層流が増大し, また水平循環も強まる。これも条件は異なるが **Photo 2** の S12\* の表面流況と比較して, 流れの逆転が認められないのは烏丸半島沖の東岸浅水域の流れに限られるようである。この地形性環流以外の渦は S, N 風を通じて, 表面付近の 2 mm 以下の薄い層に限られるということが言えそうである。

**Photo 3, 4** を通じてわかる回転の効果は, 条件をそろえて表示できた S 風の場合について言えば, わずかな変形といえる。一方, N 風の場合は放流条件の異なる比較になるが, 相違を大きく見せているのは, 回転の有無により表面流況の渦の形態が異なること, そして内部流況はこれらの表面渦と逆転した形をとるらしいことであると思われる。

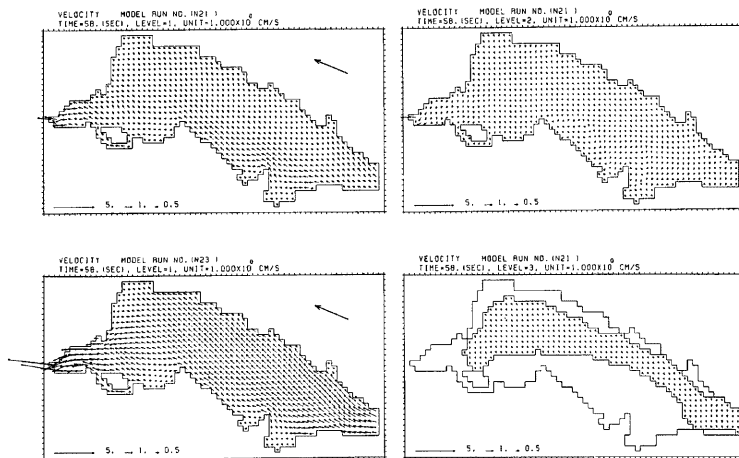


Fig. 8 Horizontal velocities in the lake model under the north winds

(6) 模型計算の特徴

ここでは模型計算の平面的流況について述べる。まず、Fig. 8 は定常状態における  $N$  風時の代表的流況であり、風 ( $R_{ow}$ ) を保って流量 ( $R_{od}$ ) を変えるとともに、小流量時 ( $N21$ ) の第 2, 3 層の流れを示している。 $N21$  の第 1 層では、東岸浅水域に風に従う流れが生じ、流量が増すと単調な全面南流となる ( $N23$  第 1 層)。湖岸部の渦はなく、これはひとつには数値解では境界近くの微細な構造を表現しえないこともあるが、実験の表面渦がごく表層に限られたものであれば、それほど細かくないこの層分割では表せないも

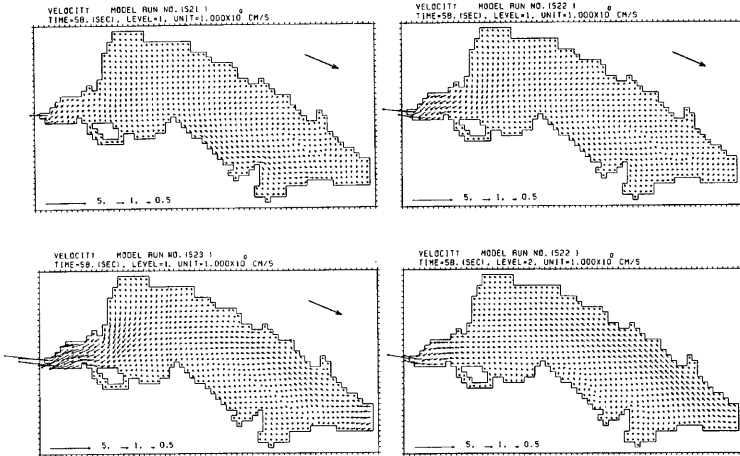


Fig. 9 Horizontal velocities in the lake model under the south winds

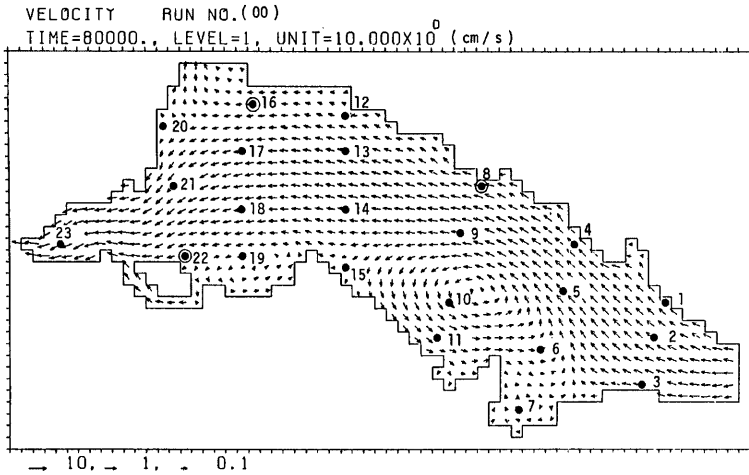


Fig. 10 The measuring stations of the lake current<sup>2)</sup>

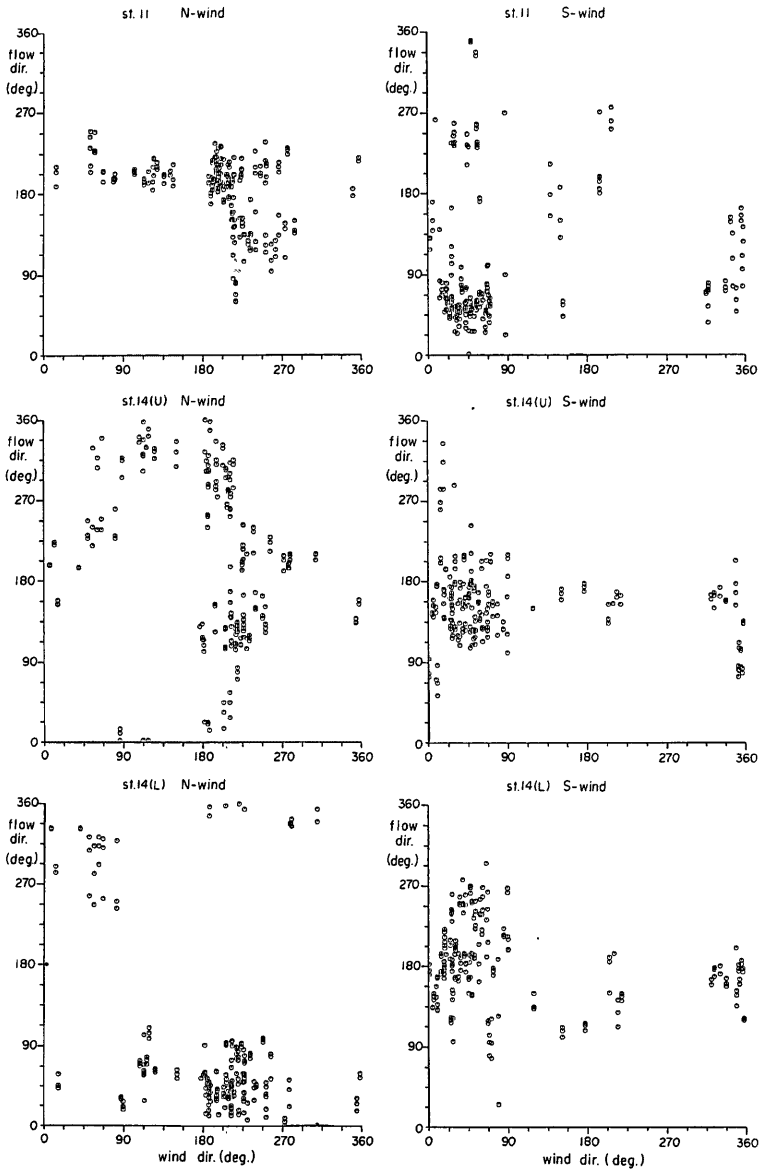


Fig. 11 Relationships between wind and flow direction (0°, northward; 90°, eastward) under north and south wind conditions



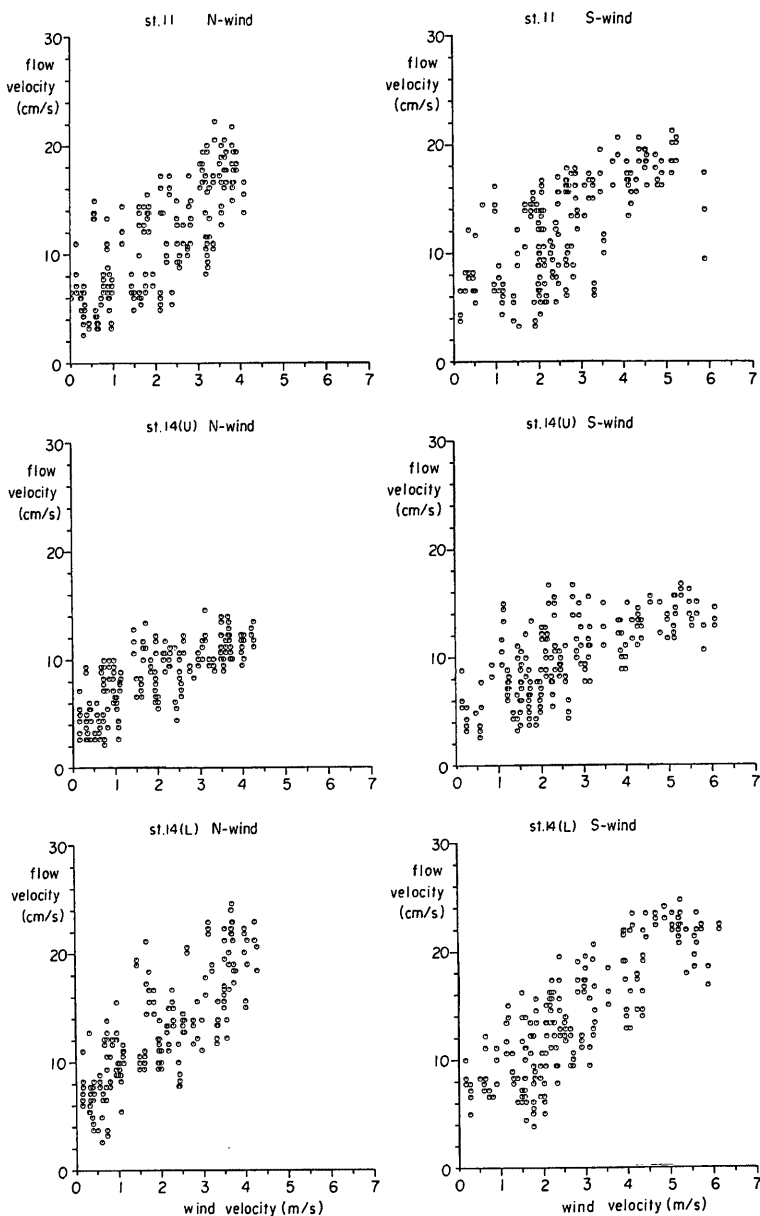


Fig. 12 Relationships between wind and flow velocity under north and south wind conditions

のであろう。なお、 $N21$  の第2, 3層の流れは弱いながら北流である。

つきに、 $S$  風時の流況を Fig. 9 に示す。ここでも風を強風条件とし、流量を変化させた場合の第1層流況に着目した。東岸浅水域の流れは  $S21, S22, S23$  の順に小さくなり、逆に放流にもとづく西岸の南下流が強くなる。このように計算結果でみると  $R_{0w}$  と  $R_{0d}$  の効果は互いに打消しあうものであって、この状況で第2, 3層の南流が強化する(放流量が中程度の  $S22$  第2層の流況を示した)。

### 3.3 現地資料の検討

ここで述べる湖流観測<sup>9)</sup>の測点を Fig. 10 に示す。用いられたのはベルゲン流速計であるが、比較のため St. 8, 16, 22 の3測点では超音波流速計による同時測流が行われた。前者の測器は本来深海用のものであり、浅水域では波浪等の影響を受けて流速は過大となりやすく観測資料にもこの傾向が認められた。前報<sup>1)</sup>では、この点を考慮して流向資料のみに着目し、計算結果との時系列比較を示すにとどめた。それ以後の資料の見直しや今回の実験ならびに模型計算を通じて、測点ごとの特性がかなり明確になってきたので、いくつかの結果を示す。解析したのは、1981年7月13~15日と同17~19日の10分ごとの流向・流速、風向・風速資料であり、いずれも午後(12:00~24:00)の強風時に限る。前者では  $S$  風、後者では  $N$  風が卓越していた<sup>1)</sup>。なお、ここでは、東岸浅水域の St. 11 (水面下2m) と鉛直2層で測定がなされた St. 14 (水面下2m および底面上1m) について示す。

Fig. 11 は  $N$  風および  $S$  風の各期間ごとの風向・流向図である。角度はいずれも  $0^\circ$  が北向き  $90^\circ$  が東向きを示す。St. 11 では風向と流向がよく対応しており、この測点では風の直接的影響を受けた流れが卓越することがわかる。なお、詳細は他の機会に報告するつもりであるが、St. 15 はこれを極めて似た挙動を示し、また St. 8, 9, 10 では  $S$  風時にそれぞれ、安定した南南西、南、北東流れを示し、Fig. 10 の地形性環流を裏付けている。さらに流軸上に位置する St. 2 や5では風向によらず安定した南向きの流れを示すのに対し、陸岸に近い St. 1, 4, 3, 7 では流向変化が激しいこともわかった (St. 6 は欠測)。

つきに St. 14 についてみると、上方の測点で  $S$  風時に南流の強化があるようで、これは下方の測点も同様である。下層では、 $N$  風時に北流が卓越(傾斜流)しているのが特徴的である。似た特性を示す測点は St. 12, 13 であるが、St. 12 では若干境界の影響を受けて複雑である。St. 17, 18 はほぼ南流であるが、いずれもゆらぎが激しい。また湖岸に近い St. 19~22 は湖岸に沿う2方向で変動し、St. 23 は放流の影響で安定した南流である。

つきに、同じ St. 11, 14 について風速・流速図を Fig. 12 に示す。drift current と考えられる St. 11 および slope current (鉛直循環) と考えられる St. 14 下層には風速・風向の相関が認められる。St. 14 の水面下2m層の流速は両者の中間的な性格をもつと思われ相関はやや弱い。なお共通していえることは、流速の切片が数 cm/sec 程度であり、一部は恒流の寄与と考えられる。St. 11 の  $S$  風でみると、この層の流速は風速の4%程度であり、(7)式が成立つとしても表面流速はもっと大きいはずであるから、流速は過大とみるべきであろう。

本節では、実験や計算でしばしば述べた水平および鉛直循環の存在を現地資料によって示した。流速についての情報が増えているので確かさはさらに増したといえる。また、図には示していないが流軸の存在や湖岸部の流れが実際複雑であることについても述べた。実験で見られた湖岸の渦がこれと同じものとはいえないが、少なくとも計算では現れにくい微細な構造があるらしい点が知れた。

## 4. 結 語

多層化した湖流計算におけるパラメータ推定あるいはモデルのキャリブレーションの手段として、水理実験的方法がどの程度まで有用となりうるのか、また、南湖程度の浅水湖を考える場合にも自転効果を再現する必要があるのかを検討するための模型実験を行った。

小規模実験でも満たすことのできる回転系の最も基本的な相似則を考えた。すなわち、水平・鉛直長および時間相似を考慮して、風のロスビー数  $R_{0w}$ 、鉛直エクマン数  $E_v$ 、流量ロスビー数  $R_{0d}$  を相似パラメータ

にとった。恒流が存在するために吹送流のみの流速を分離しえなかったこと、模型計算との比較の都合上、鉛直渦動粘性係数を  $0.05 \text{ cm}^2/\text{sec}$  にとったことにより、 $R_{0w}$  と  $E_0$  の相似はそれほど厳密には考慮しなかったが、少なくともオーダーは南湖の吹送流のそれらと等しく、 $R_{0d}$  もよく合うことができた。

表面流速の検討によって、定常性、風速に対する依存を調べ、本実験が表面流速が風速の1%以下になる模型実験範囲にあることはまず確認した。ついで表面流況の検討によって、回転がある場合とない場合では時計・反時計渦の大きさが相対的に変化すること、すなわち非回転状態では風の方向を軸として対称な水平循環の対が回転により非対称となるという理解しやすい結果を得た。

自転効果により、実在しない渦の個数は確かに減少するが、これまであまり気づかれていない渦が残ることも事実であった。内部流況を検討した結果、これらの渦は表面に近いごく薄い層（厚さ2mm以下と推定される）に限られたものであることがわかった。今回可視化した範囲ではほぼ全層にわたって渦の流れが存在するのは烏丸半島沖の東岸浅水域の地形性環流のみであった。模型計算で現れるのもこの環流のみである。言うまでもなく、本実験では底面の効果が大きく、表面流は流速・厚みともに小さいものであった。

以上で本実験の特徴がほぼ明らかとなり、またその過程で前報<sup>1)</sup>の現地計算結果で類型化した南湖長軸風についての流況の特徴も確認できたので、1981年7月の湖流観測<sup>9)</sup>資料を再検討した。定量的には問題はあるが定性的には極めて明確な結果が得られた。また現地でも湖岸部の流れが流軸のそれに比べて複雑であることも述べた。

最後に、本研究を行うにあたり、貴重な現地資料を提供して頂いた建設省琵琶湖工事事務所の皆様に感謝の意を表します。なお、模型計算には京都大学大型計算機センターの M 382 を使用したことを付記します。

#### 参 考 文 献

- 1) 大久保賢治・村本嘉雄・久保田一：琵琶湖南湖の湖流解析，京都大学防災研究所年報，第26号B-2，pp. 503-530.
- 2) 大西行雄：数値研究（その手法），環境科学としての海洋学2，第15章，堀境純男編，東大出版会，1978，pp. 246-270.
- 3) 建設省琵琶湖工事事務所，水資源開発公団琵琶湖開発建設部，三洋水路測量株式会社：琵琶湖南湖湖流観測作業報告書，1981.
- 4) Keulegan, G. H.: Energy dissipation of standing waves in rectangular basins, Jour. Fluid Mech., Vol. 6, 1959, pp. 33-50.
- 5) Shiau, J. C. and R. R. Rumer: Decay of Mass Oscillations in Rectangular Basins, Proc ASCE, Vol. 100, HY1, 1974, pp. 119-136.
- 6) 樋口明生：潮流水理模型実験，土木学会1974年水工学夏期研修会講義集B-1，pp. 1-25.
- 7) 岩佐義朗・井上和也・足立敏之：琵琶湖南湖の湖流と拡散に関する数値シミュレーション，京都大学防災研究所年報，第21号B-2，1978，pp. 293-305.
- 8) 村岡浩爾・福島武彦：霞ヶ浦（西浦）の湖流，国立公害研究所報告，第19号，1978.
- 9) 余越正一郎・富所五郎：風による諏訪湖の流動特性，土木学会論文報告集，第267号，1978，pp. 53-63.
- 10) 道上正規・鈴木幸一・松谷 治：閉鎖水域における流動特性について，第28回水理講演会論文集，1984，pp. 283-288.
- 11) Li, C. Y., K. M. Kiser and R. R. Rumer: Physical model study of circulation patterns in Lake Ontario, Limnol. Oceanogr., Vol. 20, 1975, pp. 323-337.
- 12) Lien, S. L. and J. A. Hoopes: Wind-driven steady flows in Lake Superior, Limnol. Oceanogr., Vol. 123, No 1, 1978, pp. 91-103.
- 13) Beardsley, R. C.: A laboratory model of the wind-driven ocean circulation, J. Fluid Mech., Vol. 38,

- 1969, pp. 255-271.
- 14) Wu, J.: Wind-induced drift currents, *J. Fluid Mech*, Vol. 68, pp. 49-79.
  - 15) Spillane, K. T. and G. D. Hess: Wind-induced drift in contained bodies of water, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 8, 1978, pp. 930-935.
  - 16) Deacon, E. L. and E. K. Webb: Interchange of properties between sea and air, Interscience, New York, 1962, pp. 43-87.
  - 17) Wittmiss, J.: Application of a transient mathematical model at Lake kösen, *Hydrodynamics of Lakes, Developments in water science*, Vol. 11, Elsevier, New York, 1979, pp. 31-40.
  - 18) 建設省琵琶湖工事事務所, 水資源開発公団琵琶湖開発事業建設部, 防災研究協会: 昭和52年度, 琵琶湖南湖の水理と数値予測に関する検討事務報告書, 1978.
  - 19) Spaziale, C. G.: Numerical study of viscous flow in rotating rectangular ducts, *J. Fluid Mech.*, Vol 122, 1982, pp. 251-271.