

諏訪湖の湖流について

余越正一郎* 富所五郎**

(昭和51年5月31日受理)

Wind-Driven Currents in Lake Suwa

Shōitirō YOKOSI and Goro TOMIDOKORO

The wind-induced circulating currents in Lake Suwa, 14 km² in area and only 4 m in mean depth, are investigated by numerical and observational methods. The linearized equations of motion for the steady flow are used on the assumption that a constant wind is blowing over the shallow homogeneous lake. The numerical solutions for stream function and two-dimensional velocities are obtained as a function of depth and horizontal position. The surface currents are measured by a continuous telescopic trace of the movement of drifting floats. Both results are in good agreement. The vertical distributions of the velocities show the formation of a finite depth Ekman spiral in a closed sea.

1 緒 論

湖の水は種々の原因により流動し、その結果湖流が生ずる。しかしこの詳細は現在でも十分に解明されていない。これは海流に対し湖水の運動がはるかに小規模であるため、湖沼の生物、化学の研究に較べその物理的研究が見過されてきたこともその一原因である。しかし湖沼におこる風浪、湖流、風による吹き寄せによる水位変化などの物理現象が人間生活や生物環境に対し持つ意味は決して小さくない。しかも近年我国における湖沼の汚濁は甚しいものがあり、その規模の如何にかかわらず、湖水が風などの外的要因によりどのような流動特性を示すかを解明することは、汚濁対策上からもきわめて重要な問題になってきている。

我国の海流における研究はかなり以前より活発に行なわれてきているが、湖流に関しては琵琶湖においてその存在が確かめられているだけで、ほとんどなされていない。

本研究は諏訪湖における湖水の流動特性を風との関係から明らかにすることにより、ス

* 土木工学教室 助教授

** 土木工学教室 助手

ス水現象の解明や汚染の将来予測に役立せることを目的として行なった。このためミンガン湖をモデルにして考えられた浅くて成層してない湖における解析モデル（二次元一層モデル）を諏訪湖に適用した数値実験，ならびに湖の適当な位置より浮子を漂流させ，この動きを湖岸に設けられた観測点よりトランシットで追う浮子漂流観測を行なった。これより従来その存在について定説のなかった諏訪湖の湖流が定量的に確認出来た。

2 諏訪湖の概況

諏訪湖の湖心は北緯 $36^{\circ}03'$ ，東経 $138^{\circ}07'$ に位置し，水面海拔高度 759m，湖面積 14.16 km²，湖周 18.3 km，最大深度 6.5 m 強，その平均水深は 4 m ならずの非常に浅い湖である。

湖に流入する河川の平均流量は，八ヶ岳連峰西斜面の全部の水を集めている上川が 6.5 m³/s，鉢伏連峰に源を求める砥川が 1.8 m³/s，その他の多数の小河川で 7.2 m³/s の合計 15.5 m³/s である。これらの水は唯一つの流出口である釜口水門より天竜川となって流出している。

諏訪地方気象台で観測した昭和39年1月から昭和41年6月までの風向頻度図¹⁾によると，年により多少の相違があるが，全般的傾向として12月から3月までは北東の風が，4月から7月までは北の風が，8月から11月までは東の風が卓越していることが認められる。気象台は湖から少し離れており，また湖面上を吹く風は周辺の山の影響を微妙に受け変化するが，上に述べた結果の全般的傾向は，湖面上でもほぼ同じであると考えられる。

3 基礎方程式とその差分表示

3.1 基礎方程式

浅い湖の流れの基礎式の解析を簡単にするため次の仮定を設ける。

- (1) 流れは定常とする。
- (2) 慣性力はコリオリカに比し小さいとし，慣性項を無視する。
- (3) 湖は浅いので支配的な摩擦力は底面摩擦であるとし運動量の水平拡散を無視する。
- (4) 鉛直混合係数は水深方向に一定である。

以上より基礎式は，

$$-fv = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + K \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}, \quad (3.1)$$

$$fu = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + K \frac{\partial^2 v}{\partial z^2}, \quad (3.2)$$

$$g = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}, \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \quad (3.4)$$

境界条件；

$$\begin{aligned}
& \text{湖底面で} & u = v = w = 0 \\
& \text{水面 } z = 0 \text{ で} & K \frac{\partial u}{\partial z} = \tau_x, \quad K \frac{\partial v}{\partial z} = \tau_y
\end{aligned} \tag{3.5}$$

となる. ここで u, v, w は x, y, z 軸方向の流速で, x は東に正, y は北に正, z は鉛直方向で上に正で水面を零とする. p は圧力, ρ は水の密度, K は鉛直混合係数, g は重力の加速度, τ_x, τ_y は風による水表面のせん断応力, f はコリオリ係数で, $f = 2\Omega \sin \varphi$; Ω は地球自転角速度, φ は緯度である.

次に基礎式 (3.1) ~ (3.4) を無次元化するため

$$\begin{aligned}
x^* &= \frac{x}{L}, \quad y^* = \frac{y}{L}, \quad z^* = \frac{z}{D}, \quad h^* = \frac{h}{D}, \\
u^* &= \frac{fL}{gD} u, \quad v^* = \frac{fL}{gD} v, \quad w^* = \frac{fL}{gD^2} w, \\
p^* &= \frac{p}{\rho g D}, \quad \Gamma = \frac{fL\tau_x}{Kg}, \quad \Delta = \frac{fL\tau_y}{Kg}, \quad m^2 = \frac{fD^2}{2K}, \\
L &; \text{水平方向代表寸法, } h ; \text{水深, } D ; \text{代表水深}
\end{aligned}$$

の変数を採用し, ρ は鉛直方向に一定, すなわち湖は成層していないと仮定し基礎式をととき, 簡単のため (*) を落して記すと,

$$u = -\frac{\partial p}{\partial y} + \cos mz (c_2 e^{mz} - c_4 e^{-mz}) - \sin mz (c_1 e^{mz} - c_3 e^{-mz}) \tag{3.6}$$

$$v = \frac{\partial p}{\partial x} + \cos mz (c_1 e^{mz} + c_3 e^{-mz}) + \sin mz (c_2 e^{mz} + c_4 e^{-mz}) \tag{3.7}$$

となる.²⁾ ここで c_1, c_2, c_3, c_4 は積分定数で,

$$\begin{aligned}
c_1 &= c_3 + \frac{\Gamma - \Delta}{2m}, \quad c_2 = -c_4 + \frac{\Gamma + \Delta}{2m}, \\
c_3 &= \frac{1}{\alpha} \left[-\varepsilon \frac{\partial p}{\partial x} + \gamma \frac{\partial p}{\partial y} + \Gamma(\beta\varepsilon - \delta\gamma) + \Delta(\beta\gamma + \delta\varepsilon) \right], \\
c_4 &= \frac{1}{\alpha} \left[-\gamma \frac{\partial p}{\partial x} - \varepsilon \frac{\partial p}{\partial y} + \Gamma(\beta\gamma + \delta\varepsilon) - \Delta(\beta\varepsilon - \delta\gamma) \right], \\
\alpha &= \cos^2 mh (e^{-mh} + e^{mh})^2 + \sin^2 mh (e^{-mh} - e^{mh})^2, \\
\beta &= \frac{1}{2m} e^{-mh} (\sin mh - \cos mh), \\
\gamma &= \sin mh (e^{-mh} - e^{mh}), \\
\delta &= \frac{1}{2m} e^{-mh} (\sin mh + \cos mh),
\end{aligned}$$

$$\varepsilon = \cos mh(e^{-mh} + e^{mh}),$$

$$\kappa = \frac{1}{2m}e^{mh}(\sin mh + \cos mh),$$

$$\lambda = \frac{1}{2m}e^{mh}(\sin mh - \cos mh)$$

である。

(3.6), (3.7)式を $z = -h$ から $z = 0$ の区間で積分し, 断面平均流速 \bar{u} , \bar{v} を求め, この \bar{u} , \bar{v} に対し次の流れ関数

$$\bar{u} = \frac{1}{h} \frac{\partial \varphi}{\partial y}, \quad \bar{v} = -\frac{1}{h} \frac{\partial \varphi}{\partial x} \quad (3.8)$$

を導入すると連続の式は自動的に満足される。

これらを $\frac{\partial p}{\partial x}$, $\frac{\partial p}{\partial y}$ についてとくと

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\frac{h_1}{h} \frac{\partial \varphi}{\partial y} + \frac{h_4}{h} \frac{\partial \varphi}{\partial x} - \Gamma(h_1 h_2 - h_3 h_4) - \Delta(h_1 h_3 + h_2 h_4)}{h_1^2 + h_4^2}, \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = \frac{\frac{h_4}{h} \frac{\partial \varphi}{\partial y} - \frac{h_1}{h} \frac{\partial \varphi}{\partial x} - \Gamma(h_1 h_3 + h_2 h_4) + \Delta(h_1 h_2 - h_3 h_4)}{h_1^2 + h_4^2} \quad (3.10)$$

となり, これより $\frac{\partial p}{\partial x}$, $\frac{\partial p}{\partial y}$ を消去して

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{h}{h_1(h_1^2 + h_4^2)} \left[\left(\frac{\partial r}{\partial x} + \frac{\partial s}{\partial y} \right) \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \left(\frac{\partial r}{\partial y} - \frac{\partial s}{\partial x} \right) \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right. \\ \left. + \frac{\partial}{\partial x}(q\Gamma) - \frac{\partial}{\partial y}(q\Delta) + \frac{\partial}{\partial y}(t\Gamma) + \frac{\partial}{\partial x}(t\Delta) \right] = 0 \end{aligned} \quad (3.11)$$

が得られる。ここで

$$h_1 = \frac{1}{\alpha h} [\gamma(\beta + \kappa) + \varepsilon(\delta + \lambda)],$$

$$h_2 = \frac{1}{\alpha h} \left[\frac{\alpha \left(\frac{1}{m} + \beta - \delta \right)}{2m} - (\beta\gamma + \delta\varepsilon)(\beta + \kappa) - (\beta\varepsilon - \delta\gamma)(\delta + \lambda) \right],$$

$$h_3 = \frac{1}{\alpha h} \left[\frac{\alpha(\beta + \delta)}{2m} + (\beta\varepsilon - \delta\gamma)(\beta + \kappa) - (\beta\gamma + \delta\varepsilon)(\delta + \lambda) \right],$$

$$h_4 = \frac{1}{\alpha h} \left[-\alpha h + \varepsilon(\beta + \kappa) - \gamma(\delta + \lambda) \right],$$

$$r = \frac{\frac{h_1}{h}}{h_1^2 + h_4^2}, \quad s = \frac{\frac{h_4}{h}}{h_1^2 + h_4^2}$$

$$q = \frac{h_1 h_3 + h_2 h_4}{h_1^2 + h_4^2}, \quad t = \frac{h_3 h_4 - h_1 h_2}{h_1^2 + h_4^2}$$

である。

境界条件に従い(3.11)式を解けばよいが、この式は数値的にしか解くことは出来ない。数値解析の方法としては大きく分けて、格子点法、スペクトル法、有限要素法とあり、それぞれ長所、短所を持っているが、ここでは水理学の分野で従来主として用いられてきた格子点法により解析する。このとき基礎方程式は差分表示される。

3.2 流れ関数 φ に対する基礎方程式の差分表示

流れ関数 φ に対する基礎方程式(3.11)を

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + a \frac{\partial \varphi}{\partial x} + b \frac{\partial \varphi}{\partial y} + c = 0 \quad (3.12)$$

と書き換える。ここで a 、 b 、 c は x 、 y の関数で

$$a = \frac{h}{h_1}(h_1^2 + h_4^2) \left(\frac{\partial \gamma}{\partial x} + \frac{\partial s}{\partial y} \right), \quad b = \frac{h}{h_1}(h_1^2 + h_4^2) \left(\frac{\partial \gamma}{\partial y} - \frac{\partial s}{\partial x} \right)$$

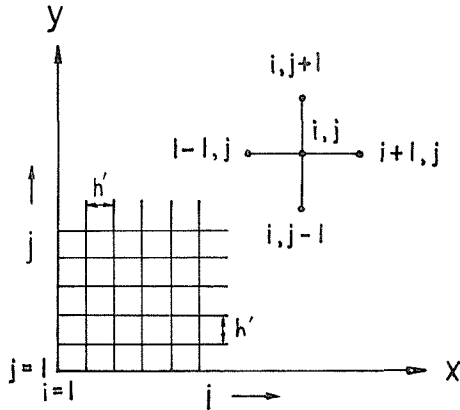
$$c = \frac{h}{h_1}(h_1^2 + h_4^2) \left[\frac{\partial}{\partial x}(q\Gamma) - \frac{\partial}{\partial y}(g\Delta) + \frac{\partial}{\partial y}(t\Gamma) + \frac{\partial}{\partial x}(t\Delta) \right]$$

である。上式を中央型差分表示し、加速 Liebman 法(SOR法)を用いると、

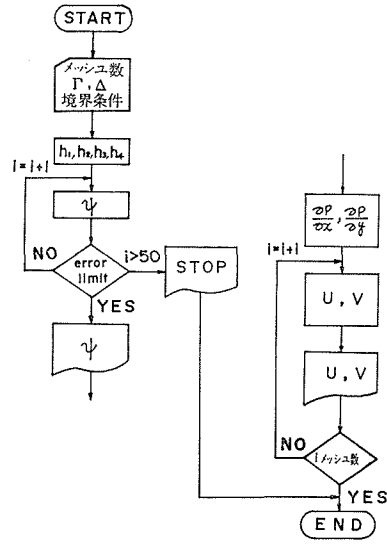
$$\varphi_{i,j}^{(n+1)} = (1 - \alpha)\varphi_{i,j}^{(n)} + \frac{\alpha}{4}(\varphi_{i+1,j}^{(n)} + \varphi_{i,j+1}^{(n)} + \varphi_{i-1,j}^{(n+1)} + \varphi_{i,j-1}^{(n+1)})$$

$$+ h'^2 c + \frac{\alpha h'}{8} \left[a(\varphi_{i+1,j}^{(n)} - \varphi_{i-1,j}^{(n+1)}) + b(\varphi_{i,j+1}^{(n)} - \varphi_{i,j-1}^{(n+1)}) \right] \quad (3.13)$$

である。ここで差分メッシュは図一1に示すように x 、 y 方向に等しい間隔 h' に切り、原点より x 方向に i 、 y 方向に j 番目の点を (i, j) とする。すなわち $\varphi_{i,j}^{(n)}$ は (i, j) 点の第 n 近似の φ の値を示す。また α はSOR法の加速度係数で普通は1.8とする。係数 a 、 b 、 c は x 、 y の1次導関数を含むが、これも中央型差分表示されもとめられる。境界上ではある方向の隣接する点が存在しないので、これらの点を用いない前進型、または後退型の差分表示法で表示した式が必要になる。しかし境界上の全ての点で φ の値を指定する(断面の流速を指定するのと同じ)場合はこの必要がない。計算のためのフローチャートを図一2に示す。



図一 差分メッシュ



図二 フローチャート

4 風によるせん断応力と鉛直混合係数

4.1 風によるせん断応力

湖水の基本的な運動は主として風によって生ずる。風によるせん断応力はバルク公式により次のように表わされる。

$$\tau_0 = \rho_a \cdot C_f \cdot U_y^2 \tag{4.1}$$

ここで、 ρ_a は空気の密度、 U_y は水面上 y の風速、 C_f は水面摩擦係数

C_f に関しては、種々の方法により数多くの理論値および観測値が海洋上で得られているが、大体のところ風が弱い時には $C_f = 0.0017$ 程度、強風の時には $C_f = 0.0027$ 程度といわれている。風速により水面の形状は大きく変化するが前者は滑面後者は粗面に相当し、 C_f は風速が増すと増大する。ここでは Deacon と Webb の提案した次式を用いる。

$$C_f = (1.00 + 0.07 U_{10}) \times 10^{-3} \tag{4.2}$$

ここで U_{10} は水表面上 10m の点の風速 (m/s) である。

4.2 鉛直混合係数の理論的推定

本研究では鉛直混合係数を鉛直方向に一定であると仮定したが、実際にはこれは流速や水面傾度などの運動状態によって極めて広範囲に変化するものである。しかし現在のところその大体の程度が海流に関する分野で得られているにすぎない。そこで、ここで鉛直混合係数の推定式を導いてみることにする。

(3.3)式を z について積分し、それを x, y について微分すると

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \rho g \frac{\partial \delta}{\partial x}, \quad \frac{\partial p}{\partial y} = \rho g \frac{\partial \delta}{\partial y} \tag{4.3}$$

ここで、 $\delta(x, y)$ は静水面からの水面変位である。 $r = x + iy$ とすれば

$$\frac{\partial \delta}{\partial r} = \frac{\partial \delta}{\partial x} + i \frac{\partial \delta}{\partial y} \quad (4.4)$$

と表わすことが出来、さらに $q = u + iv$ を適用すれば(3.1)式(3.2)式は次のようになる。

$$ifq = -g \frac{\partial \delta}{\partial r} + K \frac{e^2 q}{\partial z^2} \quad (4.5)$$

境界条件は

$$\begin{aligned} \text{水面 } (z=0) \text{ で } \quad \frac{\partial q}{\partial z} &= \frac{\tau_0}{\rho K} \\ \text{湖底 } (z=-D) \text{ で } \quad q &= 0 \end{aligned} \quad (4.6)$$

ただし、 D は水深、 τ_0 は水面のせん断応力

風による湖水面のせん断応力を既知とすれば、 $\tau_0 = \tau_x + i\tau_y$ であり、方程式(4.5)の解は $f \approx 0$ として

$$q = \frac{\tau_0 D}{\rho K} \left(1 + \frac{z}{D}\right) - \frac{g D^2}{Z K} \frac{\partial \delta}{\partial r} \left(1 - \frac{z^2}{D^2}\right) \quad (4.7)$$

ここで(4.7)式を微分し $\frac{z}{D} = -1$ を代入すれば、湖底 $z = -D$ におけるせん断応力 τ_b が求まる。

$$\tau_b = \rho K \frac{\partial q}{\partial z} \quad (4.8)$$

上式に(4.7)式を代入し、これより $\frac{\partial \delta}{\partial r}$ を求め、これを(4.7)式に代入し次式が得られる。

$$q = \frac{\tau_0 D}{\rho k} \left[\left(1 + \frac{z}{D}\right) - \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\tau_b}{\tau_0}\right) \left(1 - \frac{z^2}{D^2}\right) \right] \quad (4.9)$$

また q を水面から湖底まで積分した値は、連続の条件より零となる。これより $\tau_b = -\tau_0/2$ となり(4.9)式は

$$q = \frac{\tau_0 D}{\rho k} \left[\left(1 + \frac{z}{D}\right) - \frac{3}{4} \left(1 - \frac{z^2}{D^2}\right) \right] \quad (4.10)$$

となる。この式は、鉛直方向の流速分布を表わす。

水面での流速 q_0 は風速 U の関数であり、普通 $q_0 = \alpha U$ と風速の一次式で表わす。一般に α は $0.02 \sim 0.04$ ぐらいである。(4.10)式より

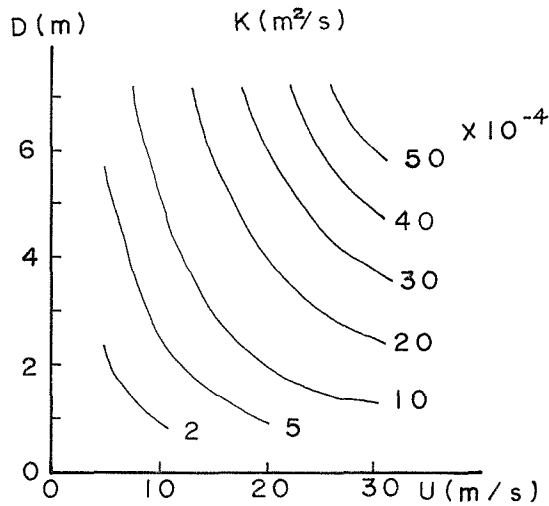


図-3 鉛直混合係数

$$q_0 = \frac{\tau_0 D}{4\rho K} = \alpha U \quad (4.11)$$

である。上式に(4.1)式を代入し

$$K = \frac{1}{4} \left(\frac{\rho_a}{\rho} \right) \frac{C_f \cdot D}{\alpha} \cdot U$$

ここで α は C_f の関数で $\alpha = \beta \sqrt{C_f}$, $\beta = 5.5$ ということが知られている。³⁾ これらを上式に代入して

$$K = \frac{1}{4\beta} \left(\frac{\rho_a}{\rho} \right) \sqrt{C_f} \cdot D U = 0.000056 \sqrt{C_f} \cdot D \cdot U \quad (4.13)$$

以上によって、鉛直混合係数 K が推定される。

図-3は風速 U (m/s)、水深 D (m)に対する鉛直混合係数 K (m²/s)を示す。

5 諏訪湖の湖流解析

5.1 解析メッシュとデータ

図-4に諏訪湖の等深線と数値解析を行なうためのメッシュを示す。諏訪湖では現在、水生植物の繁殖し易い水深2.5m以下の浅い部分の浚渫工事が諏訪湖浄化事業の一環として行なわれており、等深線はこれが完了した時のものを示し、また解析にもこれを用いた。メッシュは x 方向に3.6km、 y 方向に4.6kmの矩形領域を x 、 y 方向にそれぞれ18、23等分して組んだ。したがってメッシュ間隔は x 、 y 方向とも200mである。また y 軸より反時計回り方向へ 52° の方向が北の方向である。

上のメッシュの水平方向の代表寸法 $L = 3600$ m、その水深 $D = 6.5$ mとすると D/L

$= 1.8 \times 10^{-3} \ll 1$ で、諏訪湖では浅い湖のモデルが十分適用出来る。また6.2の水温観測結果のところで述べているように春、秋、および強い風の吹いた後の諏訪湖の水温は鉛直方向にほぼ一様であり、このような時には2次元一層モデルが十分適用出来ると考えられる。

太い実線の内部は諏訪湖の湖面を示し、湖面上にないメッシュ格子点およびメッシュの境界の格子点は、湖へ流出入のある格子点を除き流れ関数の値を零に指定し境界条件とした。湖に流出入のある格子点では、(3.8)式を差分表示し流れ関数の値を求め、これを境界条件とした。こうすると図-4に太い実線で示されている実際の湖面に対し解析上の湖面は点線で示す形になる。

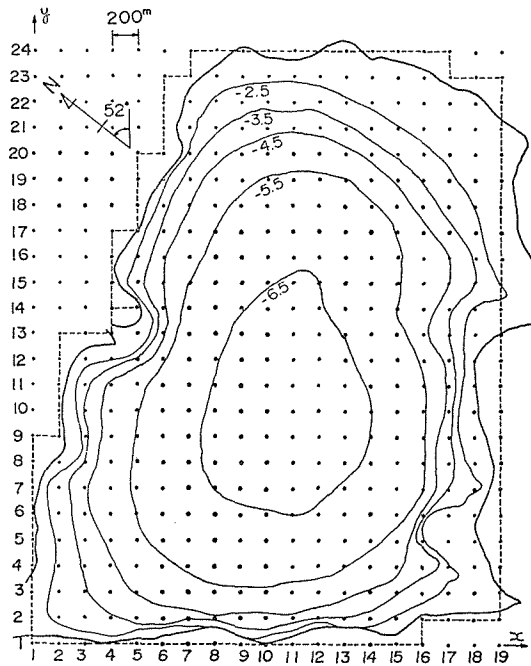


図-4 諏訪湖差分メッシュと等深線
(湖面海拔高度 759.0m)

次にどのような風場を与えるかの問題であるが、実際に湖面上を吹く風は周辺の山の影響を微妙に受け時間的、季節的、空間的にその大きさと向きを変えている。しかし諏訪湖の湖面上の風速、風向の空間分布などに関する利用出来る情報はない。そこで本研究では風速、風向は湖面上に一定で、連続して吹くと仮定した。このとき湖の流れは定常流となる。諏訪地方気象台によると、年平均風速は約3 m/sであり、風向は2で述べたように季節により大きく変化する。そこでここでは風速3 m/sの場合、風向3方向に対し、また強い風が吹いた場合を調べるため風速10m/sの場合、風向1方向に対し解析した。この時鉛直混合係数 K と風によるせん断応力 τ は図-3と(4.1)式を用いて

- a) 風速3 m/s, $K = 3.3\text{cm}^2/\text{s}$, $\tau = 0.13\text{g}/\text{cm}\cdot\text{s}^2$
- b) 風速10m/s, $K = 8.0\text{cm}^2/\text{s}$, $\tau = 2.03\text{g}/\text{cm}\cdot\text{s}^2$

ここで、 D には平均水深4 mを用い、 K は湖全体で一定とした。また各風向の τ_x , τ_y は上の τ を用い計算した。

釜口水門からの流出量は $15\text{m}^3/\text{s}$ (通常時流出量)とした。この時図-4の y 軸上の1~4断面での平均流速は x の負方向へ約 $1.8\text{cm}/\text{s}$ であり、この値を用いこれらの点の流れ関数の値を指定した。

しかし諸河川からの流入によるメッシュ境界上の流速は非常に小さく、湖流に対する影響は小さいとして無視した。次にコリオリ係数 f 、重力の加速度 g 、水平方向、水深方向の代表寸法 L , D は

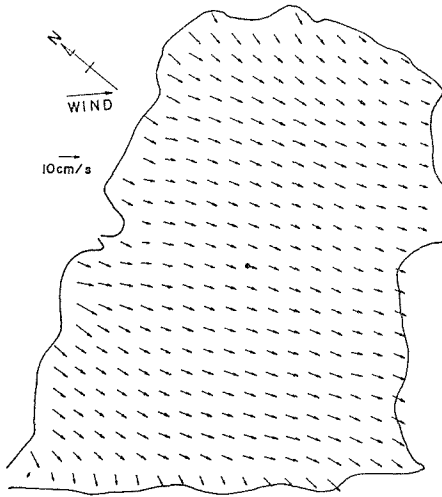
$$f = 2\Omega \sin \varphi = 2 \cdot \frac{2\pi}{(24 \times 3600)} \cdot \sin 36^\circ = 0.0000855$$

$$g = 980 \text{cm/s}^2, \quad L = 3.6 \times 10^5 \text{cm}, \quad D = 650 \text{cm}$$

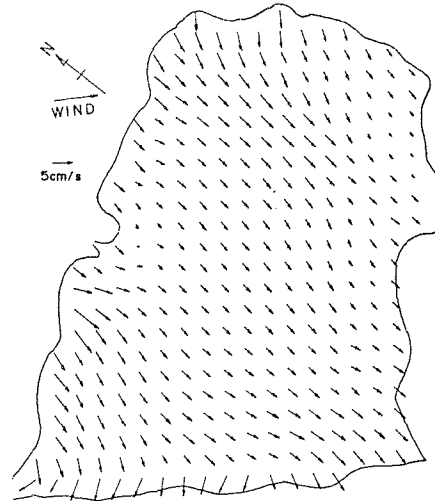
とした。

5.2 解析結果

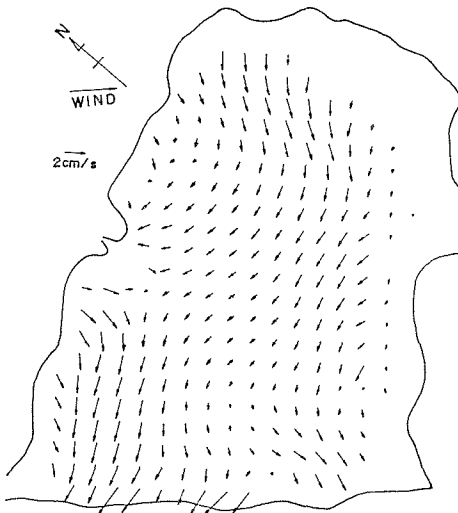
図一5から図一9に風速 3 m/s, 風向 NW の場合の各水深における湖全体の流速分布を示す。水表面における流速は風速に対し0.03程度で、その方向は風向に対し時計回り方



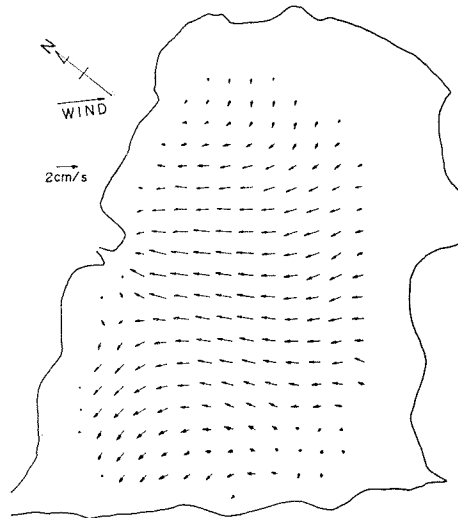
図一5 水表面の流速分布 (風速 3 m/s)



図一6 水深下 1.3m の流速分布 (風速 3 m/s)



図一7 水深下 2.6m の流速分布 (風速 3 m/s)



図一8 水深下 3.9m の流速分布 (風速 3 m/s)

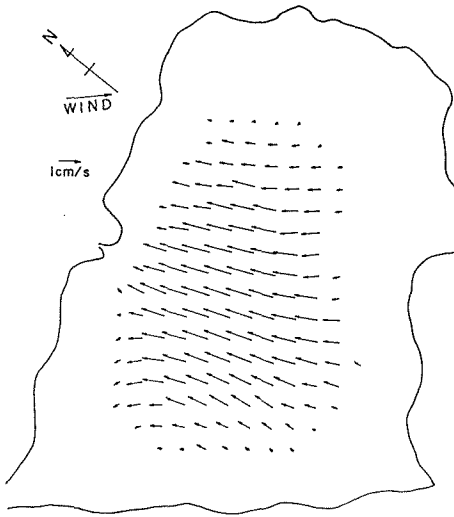


図-9 水面下5.2mの流速分布(風速3m/s)

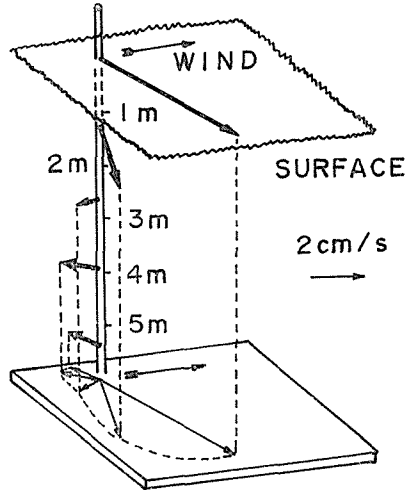


図-10 エクマンスパイラル(風速3m/s)

向に偏っている。これは海において風による吹送流に生ずる環流(エクマンスパイラル)で、コリオリの力により風向に対し北半球では時計回り方向にずれる流れである。図-10は一例として図-5の黒丸点の水深方向の流速分布を示したものでエクマンスパイラルである。この図で時計回り方向への偏角は水深とともに増し、湖底近くでは風向と全く逆の流れが生じている。エクマンは表面吹送流と流向が全く逆になる水深を摩擦深度と呼び、吹送流の主要範囲と考えたが、この図ではこれが湖底近くまで達している。これは湖が浅いため

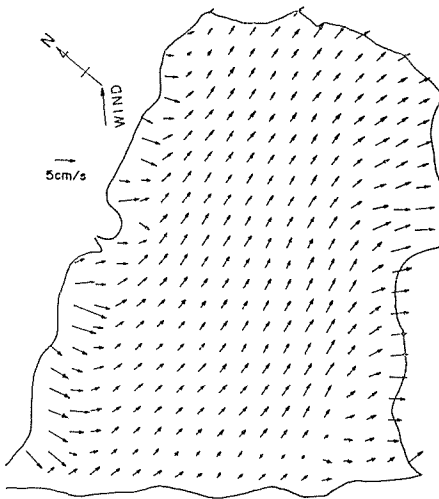


図-11 水面下1.3mの流速分布(風速3m/s)

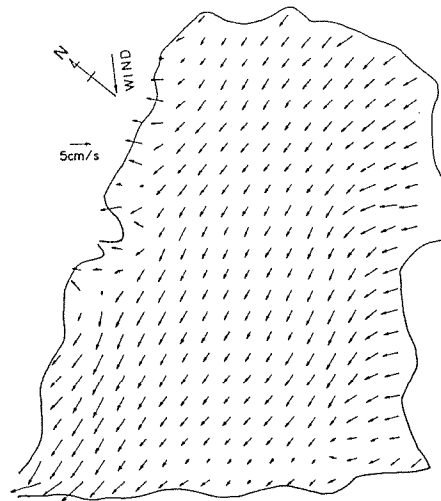


図-12 水面下1.3mの流速分布(速風3m/s)

水表面に作用するせん断力の影響が湖底まで及んでいることを示している。他の点でも同様なエクマンスパイラルが得られているが紙面の都合上掲げない。図-11, 図-12に風速 3 m/s, 図-13に風速 10m/s の場合の水面下 1.3m における流速分布を示すが, 得られた結果は上に述べたと同じ傾向を示している。

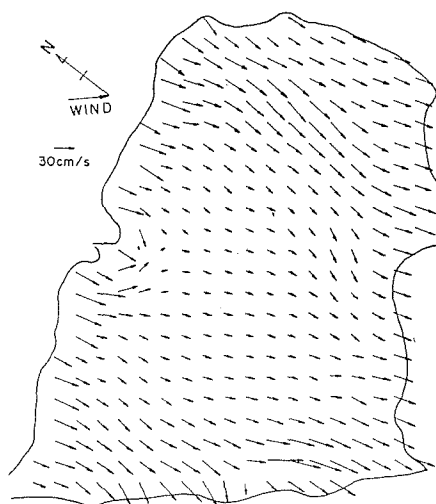


図-13 水面下 1.3m の流速分布 (風速10m/s)

6 現地観測

6.1 浮子漂流観測結果

浮子漂流観測は, 昭和50年7月14日から16日までの3日間実施した。幅25cm, 長さ1m

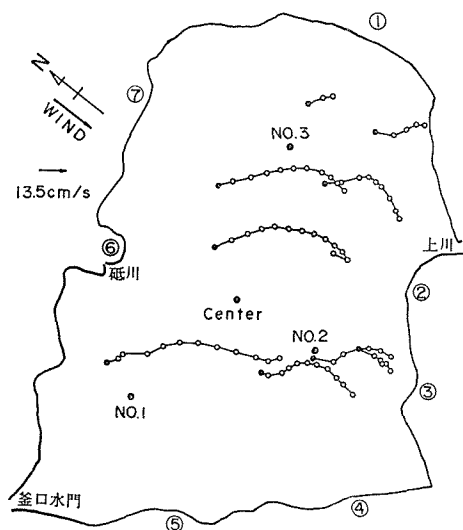


図-14 浮子の動き

7月14日, 風向N, 風速1.6m/s
黒丸点は浮子の漂流原点を白丸点は30分ごとのその位置を示す。湖岸の①から⑦は観測点をまた湖面のNo.1からNo.3, および Center は定点を示す。

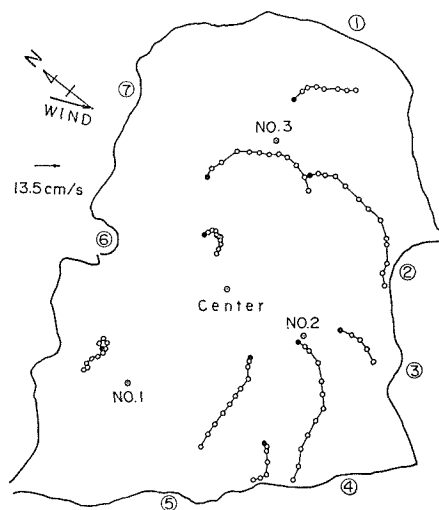
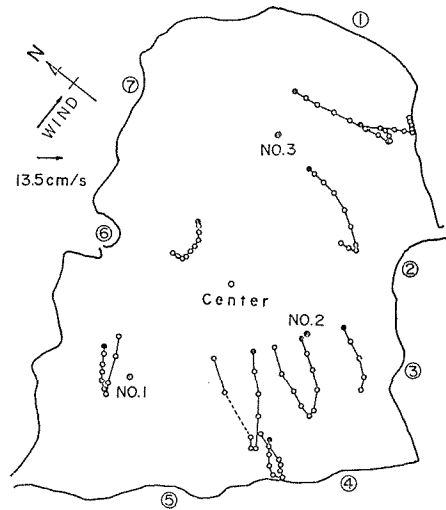


図-15 浮子の動き

7月15日, 風向NNW, 風速2.6m/s
黒丸点は浮子の漂流原点を白丸点は30分ごとのその位置を示す。湖岸の①から⑦は観測点をまた湖面のNo.1からNo.3, および Center は定点を示す。

の2枚の板を十字に組み、色別されたボールについた浮子10ヶを湖の適当な位置より漂流させた。この動きを湖岸に設置した7ヶ所の観測点よりトランシットで磁北からの角度を測角することにより追った。1観測点で2～3ヶの浮子を受けもち、10分間隔で連続観測した。観測は午前10時より午後4時まで行ない、観測途中で浮子が湖岸に漂着した場合、その時点でその浮子の観測を中止した。以上により観測した結果を図一14から図一16に示す。各図とも9ヶの浮子しか示していないが、これは各々1つづつの浮子の観測に失敗したためである。観測日における諏訪地方気象台の気象条件は

- (1) 7月14日, 天気晴, 風速1.6m/s, 風向N
- (2) 7月15日, 天気晴, 風速2.6m/s, 風向NNW
- (3) 7月16日, 天気晴, 風速2.8m/s, 風向W



図一16 浮子の動き

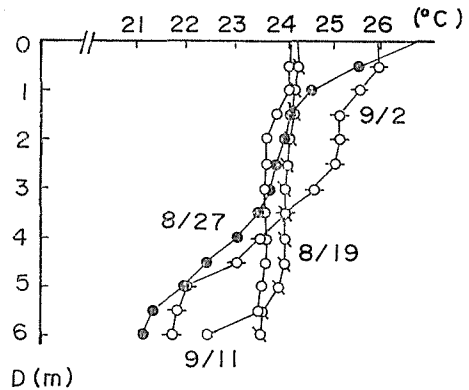
7月16日, 風向W, 風速2.8m/s
 黒丸点は浮子の漂流原点を白丸点は30分ごとのその位置を示す。湖岸の①から⑦は観測点をまた湖面のNo.1からNo.3, およびCenterは定点を示す。

であった。3つの場合とも数値解析結果の場合と同様にコリオリ力の影響と思われる時計回り方向の環流が存在することがわかる。

6.2 水温観測結果

水温観測を図一14に示す No. 1～No. 3, 湖心の4定点でサーミスタ温度計を用い、湖面から湖底まで0.5m ごとに行なった。測定は50年6月2日より9月30日までで、全部で19回行なった。ここではその一部を図一17に示した。これらの測定期日, 時刻, 天候状態は次のようである。

- (1) 8月19日, 10:45～11:15, 強風で大波あり
- (2) 8月27日, 10:45～11:10, 天気晴, 気温22.6～25.8°C, 風速0.5～3.0m/s
- (3) 9月2日, 10:30～11:00, 天気晴, 気温22.5～27.0°C, 風速1.1～1.7m/s
- (4) 9月11日, 10:30～11:00, 天気晴, 気温12.0～15.0°C, 風速1.1～3.2m/s



図一17 湖心の水温分布

(4) 9月11日, 10:30～11:00, 天気晴, 気温12.0～15.0°C, 風速1.1～3.2m/s
 測定結果によると、夏期における諏訪湖の水温の鉛直分布は正列成層を示している。一

般に諏訪湖の水温は、全水層を通じて1年間の大部分は4℃以上を保ち正列成層を示し、冬期には深層は4℃以下に冷却し、逆列成層を示すことが報告されている。この両期の中間では、全層がほぼ同一温度となり成層を認めない。この事実は諏訪湖の深度が小さいため、日中の外気の変化の影響が湖底に敏感に及ぶためである。しかも、図-17からも明らかのように、湖が成層していてもある風速以上の風が吹くと、湖水は鉛直混合されて水温は一様となり成層はくずれる。図-17の結果は他の3定点についても同様で、この混合は主として Langmuir 風成対流渦によるものと思われる。

6.3 流速観測

図-14に示されている4定点では、熱線流速計を用い流速の鉛直分布の観測を行なった。しかし流速の絶対値が非常に小さいこと、流れの方向がわからないこと、水面近くでは波の影響が大きいこと、および湖底近くでは水温の影響が大きいことなどのため、利用出来るデータは得られなかった。

7 結 論

本研究は、二次元一層モデルを用いた数値実験と浮子漂流観測より諏訪湖の水の流動特性を明らかにしたものである。

湖流に関しては明らかに時計回りの環流が存在することがわかった。コリオリカの影響は諏訪湖のような小さな湖には現われないと考えられていたが、解析結果より微風時においても環流が生じており、またこれは浮子の漂流観測においても認められた。

また、風による水表面近くの流れと、これに対する湖底近くの逆流現象は、湖水が風の吹送により対流していることを示している。諏訪湖では、吹送流の主要範囲を示す摩擦深度が湖底近くまで達している。これはエクマンスパイラルを書いても明らかで、湖が浅いため風の影響が直接湖底まで及んでいることを示している。

鉛直方向の水温分布の観測において、長期にわたる安定した水温躍層は認められなかった。これは、風速が3 m/s 程度を越すと Langmuir 風成対流渦が生じて鉛直方向の混合を促進させることにより、夏期に形成される水温躍層もすぐ破壊されてしまうと考えられる。

したがって、二層流としての湖流が長期間にわたり存在することは考えられず、解析に一層モデルを採用したわけである。

次に本研究における問題点を上げる。数値実験で流れを定常、すなわち風を一定方向に連続して吹くと仮定した。諏訪湖では、風が吹き始めてから2～3時間で定常となると考えられる。⁴⁾ 湖の大まかな流動特性をしらべるには定常と仮定してよいが、場合によっては非定常解析も必要である。また基礎方程式を差分表示して格子点法で解いたが、これは計算が早いという反面地形を忠実に表現しえない、境界条件が入れにくいなどの欠点を持っている。これに対する方法として有限要素法がある。これらについては今後検討する予定である。

おわりに、現地観測に全面的に協力された長野県諏訪湖工事事務所に感謝の意を表する次第である。

なお、本計算には信州大学データステーションを通じて東京大学大型計算機を利用した。

参 考 文 献

- 1) 諏訪湖浄化に関する研究, 諏訪湖浄化対策委員会, (1968)
- 2) J. A. Liggett and C. Hadjitheodovou ; CIRCULATION IN SHALLOW HOMOGENEOUS LAKES, ASCE, HY 2, March, (1969)
- 3) Wu, J ; Laboratory Studies of Wind-Wave Interactions, J. F. M., 34, (1968), 91
- 4) J. A. Liggett ; UNSTEADY CIRCULATION IN SHALLOW HOMOGENEOUS LAKES, ASCE, HY 4, July, (1969)