

びわ湖の内部波の研究 (I)

金 成 誠 一

ON THE STUDIES OF INTERNAL WAVES IN LAKE BIWA

By *Seiichi* KANARI

Synopsis

The vertical distributions of the vertical velocity components of the internal waves in Lake Biwa were estimated from temperature variation in each layer, obtained from 24 hours observation in May 10-11, 1967. A prevailing seven hours period oscillation was picked up by the method of the overlapping-mean, and the vertical distribution of the amplitude and phase were compared with eigen solutions of the three layer model basin based on the perturbation theory. It was found that the seven hours period internal oscillation in Lake Biwa corresponds with the second mode solution.

1. 緒 言

水の表面で水粒子の鉛直変位の振巾が最大になるような表面波においては、波長が短い場合には、その鉛直変位の振巾は深さとともに指数関数的に減少し、また波長が長い場合には、直線的に減少して、いずれも水底では零になる。このような波は Ordinary wave と呼ばれており、homogeneous water だけでなく、stratified water においても存在が可能である。これに対して、stratified water においてのみ可能な波がある。これを境界波または内部波と呼んでいる。この波は、鉛直変位の最大振巾が境界面あるいは、ある中間の層にあらわれ、その最大振巾は自由表面波の振巾の何十倍にも達し得ることが多くの観測から知られている。

このような内部波に関する研究は最初 Stokes¹⁾ によって行なわれ、その後 Fjeldstad²⁾ によって heterogeneous water における進行性内部波の一般理論が展開された。この理論の海洋学への応用については、ここ数十年の間に多くの研究が発表されているが、びわ湖のような湖水に適用したという例は少ない。

そこで、perturbation theory の湖水への適用の一例として、昭和42年5月10, 11日の24時間観測のデータをもとにして、びわ湖の内部波について簡単な考察を試みる。

2. Perturbation equations

湖面上の一点に原点をおき、水平方向に x, y 軸を、鉛直方向（下向き）に z 軸をとり、それぞれの方向の流速成分を u, v, w とし、密度を ρ 、圧力を p とする。

Coriolis 力、摩擦力を無視し、Euler の運動方程式および連続の方程式の従属変数を

$$\begin{bmatrix} u \\ v \\ w \\ \rho \\ p \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} u_0 \\ v_0 \\ w_0 \\ \rho_0 \\ p_0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} u_1 \\ v_1 \\ w_1 \\ \rho_1 \\ p_1 \end{bmatrix}$$

の形で $(u_0, v_0, \dots)$ の basic state 量と $(u_1, v_1, \dots)$ の perturbation 量との和として表現し, perturbation の二次以上の項を無視すると次のような 5 コの perturbation equations が得られる。^{*)}

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial p}{\partial y} \dots\dots\dots (2)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = \frac{\rho}{\rho_0} g - \frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} \dots\dots\dots (3)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \dots\dots\dots (4)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + w \frac{\partial \rho_0}{\partial z} = 0 \dots\dots\dots (5)$$

ただし, 一般流はないものと仮定して, $u_0=v_0=w_0=0$ とおき, 水は非圧縮性流体と考える。さらに $\rho_0=\rho_0(z)$, で basic state は hydrostatic な場を前提とする。

以上の 5 コの式から, u, v, p を消去すれば, w に関して次の様な方程式が導びかれる。

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} (\nabla^2 w) + N^2 \nabla^2 w = -\frac{N^2}{g} \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right) \dots\dots\dots (6)$$

ここに,

$$\nabla^2 \equiv \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}, \quad \nabla^2 \equiv \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}, \quad N^2 \equiv \frac{g}{\rho_0} \cdot \frac{d\rho_0}{dz} \dots\dots\dots (7)$$

であり, N は Vaisala-Brunt frequency と呼ばれ, 流体の微小部分を平衡位置からずらしたときの自由振動の角周波数に相当するもので, 一般に stratified water においては N は z の関数となり, 鉛直安定度 E と $N^2=gE$ の関係で結ばれている。

湖水においては, 岸に直角な流れは周辺で零になるから, 矩形の湖を考えると, 鉛直の速度成分 w に対して次のような harmonic solution を仮定することができる。

$$w(x, y, z, t) = W(z) \cos \kappa_x x \cdot \cos \kappa_y y \cdot \sin \omega t \dots\dots\dots (8)$$

(8) 式を (6) に代入すると

$$\frac{d^2 W}{dz^2} + \frac{N^2}{g} \cdot \frac{dW}{dz} + K^2 \left(\frac{N^2 - \omega^2}{\omega^2} \right) W = 0 \dots\dots\dots (9)$$

を得る。ただし, $K^2 = \kappa_x^2 + \kappa_y^2$, κ_x は x 方向の波数, κ_y は y 方向の波数である。(9) 式は $N(z)$ が具体的に与えられたとき, 内部波にもとづく鉛直速度成分 w の振巾が鉛直方向にどのような分布をするかということを決する方程式である。勿論 (9) 式は N の形が具体的に与えられないかぎり解が求まらない。湖水の N の分布は海とは異なり, 水温の鉛直分布だけで決まり, 冬期は表面から底までほぼ一様な値を示すが 4 月から 11 月にかけては, 湖内の thermocline の発達と平行して N の分布に極大値を生ずる。びわ湖の N の最大値は 9 月頃に起り, その値は約 $80 \times 10^{-3} (1/\text{sec})$ 位であり, 海のそれに比べて 1 桁程大きい。びわ湖の一年間の N の鉛直分布を調べてみると, 4 月から 11 月にかけては, 湖内をほぼ三つの層に分けることができる。すなわち, 表面から thermocline の上部までのほぼ一定な N 値を持つ層 (この層は非常に変動が激しい), thermocline 内の, 全層を通じて最も大きな N 値を示す層, さらに thermocline の下側から水底までのほぼ一定な N 値を示す層 (この層は年間を通じてあまり変動しない) とに分けられる。そこで, 上に示したような各層で, N がそれぞれ一定の異なった値をとるような three layer model (Fig. 1) を考えよう。

まず, 簡単のために, 周期数時間の波に注目するとして, 水平方向に十個位の波を含む場合を想定すると $\omega \sim 10^{-4} (1/\text{sec})$, $K \sim 10^{-5} (1/\text{cm})$, $N \sim 10^{-2} (1/\text{sec})$ 程度の値になるから, (9) 式の各項は

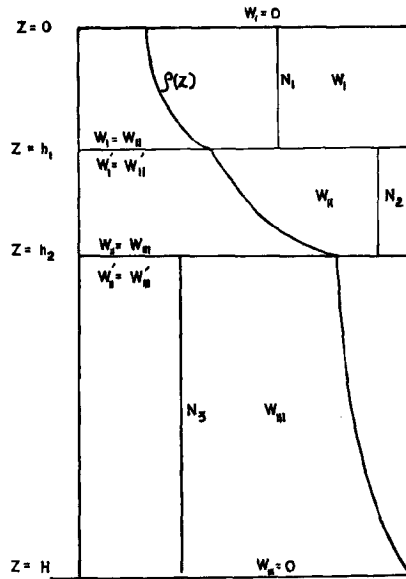


Fig. 1 Schematic representation of the three layer model. The prime of W shows differentiation with respect to z .

$$\frac{N^2}{g} \cdot \frac{dW}{dz} \sim \frac{KN^2}{g\omega} = 10^{-6} \quad (\text{c. g. s.})$$

$$\frac{K^2 N^2}{\omega^2} W \sim \frac{K^2 N^2}{\omega^2} = 10^{-6} \quad (// \quad //)$$

$$\frac{d^2 W}{dz^2} \sim \frac{K^2 N^2}{\omega^2} = 10^{-6} \quad (// \quad //)$$

$$K^2 W \sim K^2 = 10^{-10} \quad (// \quad //)$$

となって、(9) 式の左辺第二項および括弧内の第二項は無視できる。

3. 境界条件

(9) 式の境界条件としては表面と底に関するものを与えれば充分であるが、three layer model においては、それぞれの境界面で各層に対する解を接続するための条件が付加される。ここでは深さ一定の固定床を考えるから、水底の条件は

$$W=0 \quad \text{at } z=H \quad \dots\dots\dots(10)$$

となる。また、basic state からの free surface の変位をととすると、 z に沿っては圧力変化がないから、

$$\frac{dW}{dz} - \frac{K^2 g}{\omega^2} W = 0 \quad \text{at } z = -\zeta \quad \dots\dots\dots(11)$$

という表面条件を得るが、ここでも、左辺の第一項は第二項にくらべて小さく、しかも、長周期の振動に対しては $\zeta \approx 0$ とみなすことができるので、(11) は次の条件で近似することができる。

$$W=0 \quad \text{at } z=0 \quad \dots\dots\dots(12)$$

4. Three layer model

そこで, $z=h_1$ と $z=h_2$ の間に thermocline を仮定し, $0 \leq z \leq h_1$ で $N=N_1(=\text{Const.})$, $h_1 \leq z \leq h_2$ で $N=N_2(=\text{Const.})$, $h_2 \leq z \leq H$ で $N=N_3(=\text{Const.})$ と考えて各層に対する W の方程式を formulate すると,

$$[1] \quad W(z) = W_I(z)$$

$$0 \leq z \leq h_1, \quad \begin{cases} \frac{d^2 W_I}{dz^2} + \frac{K^2 N_1^2}{\omega^2} W_I = 0 \\ W_I(0) = 0 \\ W_I(h_1) = W_{II}(h_1) \\ \left(\frac{dW_I}{dz} \right)_{z=h_1} = \left(\frac{dW_{II}}{dz} \right)_{z=h_1} \end{cases}$$

$$[2] \quad W(z) = W_{II}(z)$$

$$h_1 \leq z \leq h_2, \quad \begin{cases} \frac{d^2 W_{II}}{dz^2} + \frac{K^2 N_2^2}{\omega^2} W_{II} = 0 \\ W_{II}(h_2) = W_{III}(h_2) \\ \left(\frac{dW_{II}}{dz} \right)_{z=h_2} = \left(\frac{dW_{III}}{dz} \right)_{z=h_2} \end{cases}$$

$$[3] \quad W(z) = W_{III}(z)$$

$$h_2 \leq z \leq H \quad \begin{cases} \frac{d^2 W_{III}}{dz^2} + \frac{K^2 N_3^2}{\omega^2} W_{III} = 0 \\ W_{III}(H) = 0 \end{cases}$$

となり, 各層の固有解は次の様な簡単な式で表わされる。

$$[1] \quad W_I^{(n)}(z) = W_{II}^{(n)}(h_1) \cdot \frac{\sin \left[\left(\frac{K}{\omega} \right)_n N_1 z \right]}{\sin \left[\left(\frac{K}{\omega} \right)_n N_1 h_1 \right]} \quad \dots\dots\dots (13)$$

$$[2] \quad W_{II}^{(n)}(z) = \frac{W_{II}^{(n)}(h_1) \sin \left[\left(\frac{K}{\omega} \right)_n N_2 (h_2 - z) \right] + W_{II}^{(n)}(h_2) \sin \left[\left(\frac{K}{\omega} \right)_n N_2 (z - h_1) \right]}{\sin \left[\left(\frac{K}{\omega} \right)_n N_2 (h_2 - h_1) \right]} \quad \dots\dots\dots (14)$$

$$[3] \quad W_{III}^{(n)}(z) = W_{II}^{(n)}(h_2) \cdot \frac{\sin \left[\left(\frac{K}{\omega} \right)_n N_3 (H - z) \right]}{\sin \left[\left(\frac{K}{\omega} \right)_n N_3 (H - h_2) \right]} \quad \dots\dots\dots (15)$$

ここに, n は mode 数で $n=0, 1, 2, \dots$ の値をとり, また固有値 $\left(\frac{K}{\omega} \right)_n$ は次の determinant を満足する一連の根, $\left(\frac{K}{\omega} \right)_n$ によって与えられる。

$$\begin{vmatrix} \frac{N_1}{N_2} \cot \frac{K}{\omega} N_1 h_1 + \cot \frac{K}{\omega} N_2 D_1 & -\operatorname{cosec} \frac{K}{\omega} N_2 D_1 \\ \operatorname{cosec} \frac{K}{\omega} N_2 D_1 & -\left(\frac{N_3}{N_2} \cot \frac{K}{\omega} N_3 D_2 + \cot \frac{K}{\omega} N_2 D_1 \right) \end{vmatrix} = 0 \quad \dots\dots\dots (16)$$

ただし, $D_1 \equiv (h_2 - h_1)$, $D_2 \equiv (H - h_2)$

ここで, $N_1 h_1 \equiv \alpha$, $N_2 D_1 \equiv \beta$, $N_3 D_2 \equiv \gamma$, $\frac{K}{\omega} \equiv \xi$ とおくと (16) は次の様な式に帰着できる。

$$N_2^2 \cdot \frac{\tan \alpha \xi}{N_1} \cdot \frac{\tan \beta \xi}{N_2} \cdot \frac{\tan \gamma \xi}{N_3} = \frac{\tan \alpha \xi}{N_1} + \frac{\tan \beta \xi}{N_2} + \frac{\tan \gamma \xi}{N_3} \quad \dots\dots\dots (17)$$

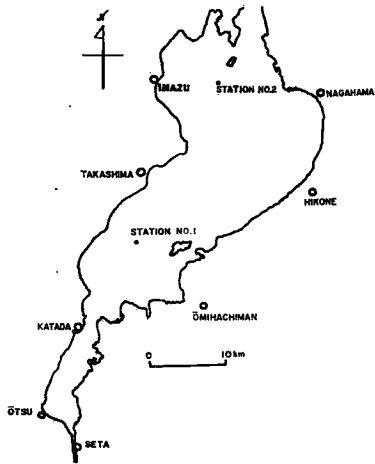


Fig. 2 Location of the station No.1 in Lake Biwa.

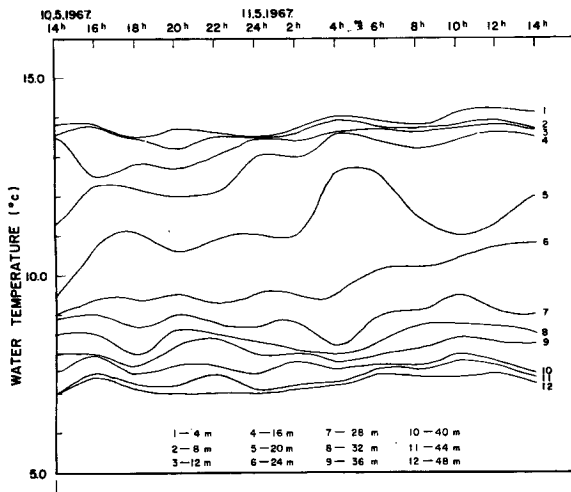


Fig. 3 Temperature variation in each layer observed at the station No.1.

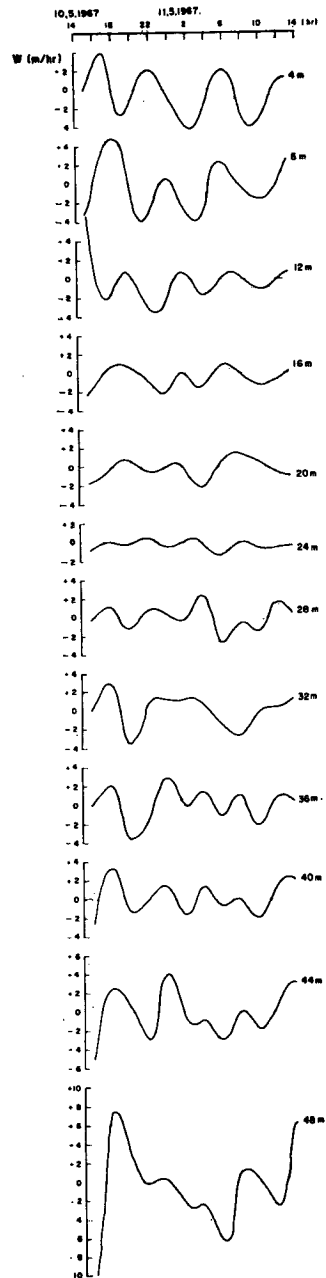


Fig. 4 Vertical velocity component in each layer, calculated from temperature variations.

5. 観測との比較

観測は Fig. 2 に示す北湖の近江舞子と沖の島の間の水深約 70 m のところ (Station-1) に船を固定し、5月10日14時から5月11日14時までの24時間にわたり、各層 (1 m 毎) の水温を1時間毎に測定した。この測定結果を各層の水温の時間的な変化に書きかえて、そのうちの代表的な変動を 4 m 毎にえらび出した結果を Fig. 3 に示してある。もしも水温が保存量とみなせるならば、このような水温のデータから、その場所の鉛直方向の流速成分 w を次の式によって推定できる。⁴⁾

$$w = - \frac{\left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)}{\left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)} \dots\dots\dots (18)$$

勿論、ここでも一般流がないという仮定が必要である。

(18) 式にもとづいて 4 m 毎の層の w を計算した結果を Fig. 4 に示す。この結果は、一時間毎の観測値によって計算したものであるからすくなくとも 1 時間より短い周期の波は含んでいない。このデータを周波数分析器にかけて、各層における w のパワースペクトラムを求めた結果を Fig. 5 に示す。分析はフィルターのバンド巾 10 c. p. s., ループ周期 1 秒で行なった。分析の結果を見ると、44, 8, 12, 36, 44, および 48 m の各層ではいずれも 6~8 時間の周期のところに peak が現われており、16, 20, 24 および 32 m の層では、もっと長い周期のところに、また 28 m 層と 40 m 層ではより短い周期のところに peak が移行しているが、全層を通じてほぼ 6~8 時間の周期の振動が卓越しているとみなすことができる。故に、1 例として、7 時間周期の波について考察を行なう。まず、計算から求めた各層の w の変動に 3 時間の移動平均を行なってこれを基礎データとし、これから 7 時間周期の波を抜き出すために、これに更に 7 時間の移動平均を行なって、3 時間の移動平均からこの結果を差引く。この差の系列に対して更に 4 時間の移動平均を行なうと ($\varepsilon=0.43$ の filter に相当する), ほぼ 7 時間周期の振動を取り出すことができ*), この場合の

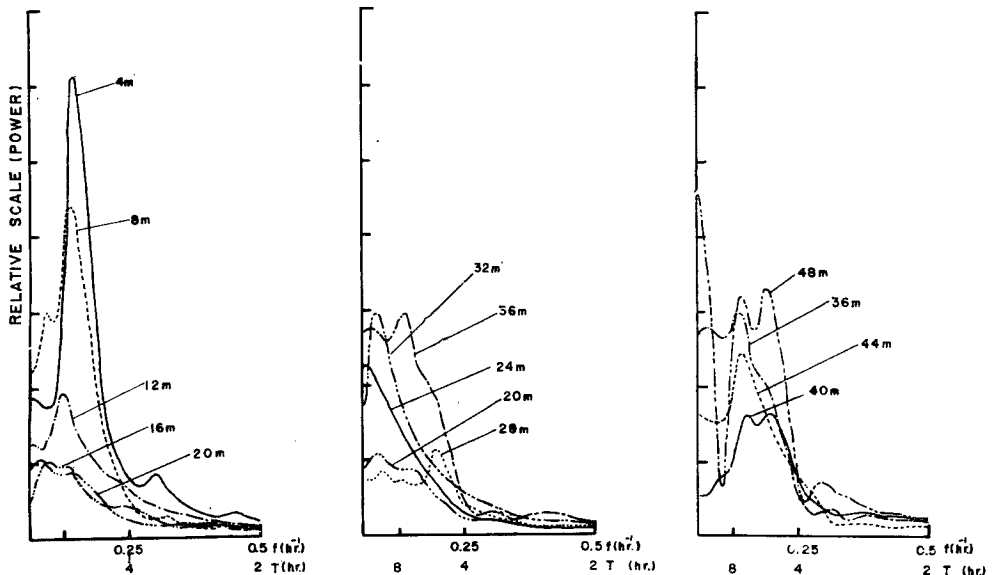


Fig. 5 Power spectrum of the vertical velocity components of the internal oscillation in Lake Biwa.

*) appendix

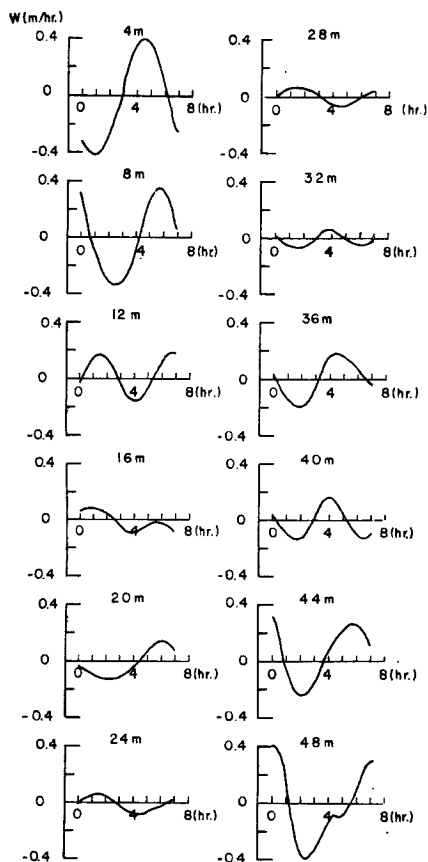


Fig. 6 Wave forms of the seven hours period internal oscillation which were separated by means of overlapping mean method.

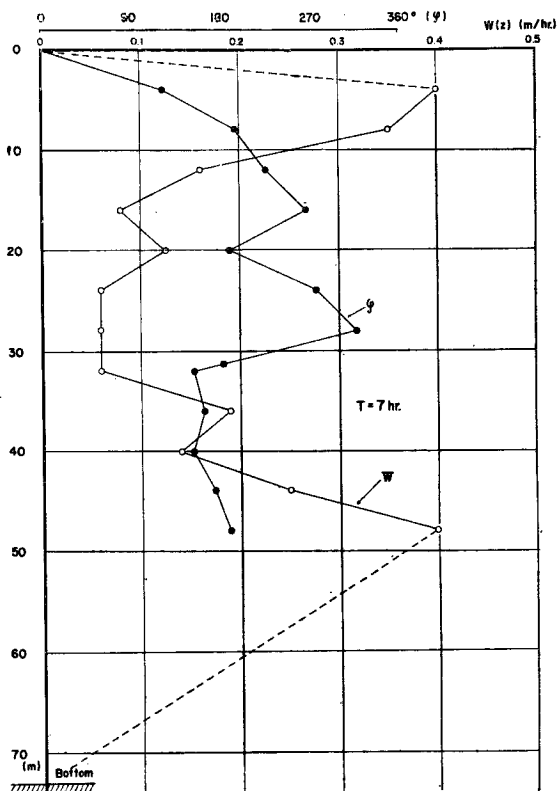


Fig. 7 Vertical distributions of the amplitude and phase angle of the seven hours period internal oscillations.

振巾はもとの値の60%位になる。この処理方法では、高調波を完全に消し去ることは出来ないが、こうして得られた波形を1周期毎に切って重ね合わせて平均した結果を Fig. 6 に示す。この場合は、ひとつの層について約2周期の波の平均がとられている。この成分波によって、各層の振巾と位相の鉛直分布を求めると Fig. 7 のようになる。振巾は白丸、位相は黒丸で示してある。

Fig. 7 から明らかなように、振巾の maximum は thermocline (15 m から 25 m の間) と表面の中間、および thermocline と水底の中間にあり、表面、thermocline および水底で minimum となっている。また位相については、表面付近を除くと、ほぼ thermocline から上の層と thermocline から下の層では逆位相になっている。例えば、thermocline より上の層が上向きの流れを持つとき、thermocline より下の層では下向きの流れとなり、thermocline のところが丁度 diverging layer となる。このような振動が、前述の three layer model の解とどう対応するかを調べてみよう。

5月10日～11日の観測による水温分布の時間平均から、thermocline が 15 m から 25 m の間にあることがわかっているの、この値と、平均の水温分布から求めた $N(z)$ の分布によって次のような数値を与えて解 (13)～(15) を計算する。

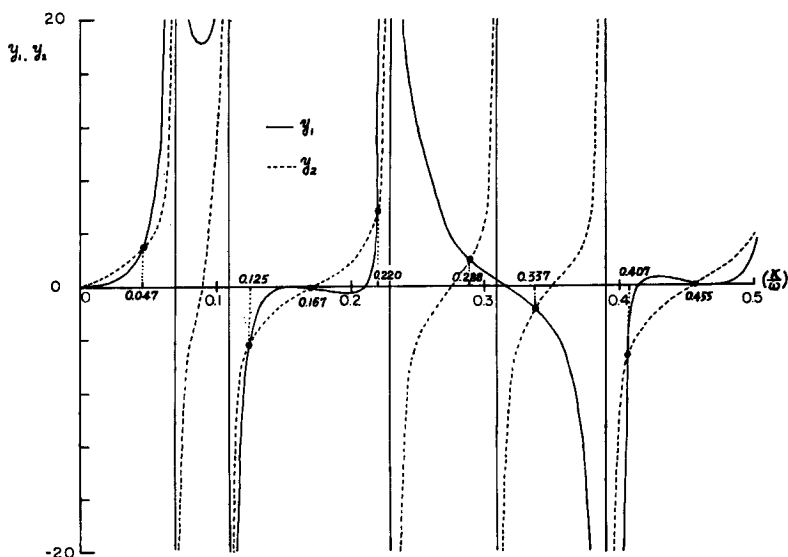


Fig. 8 Diagram for the graphical solution of the simultaneous equation

$$y_1 = N_2^2 \cdot \frac{\tan \alpha \xi}{N_1} \cdot \frac{\tan \beta \xi}{N_2} \cdot \frac{\tan \gamma \xi}{N_3},$$

$$\text{and } y_2 = \frac{\tan \alpha \xi}{N_1} + \frac{\tan \beta \xi}{N_2} + \frac{\tan \gamma \xi}{N_3}, \quad \left(\xi \equiv \frac{K}{\omega} \right).$$

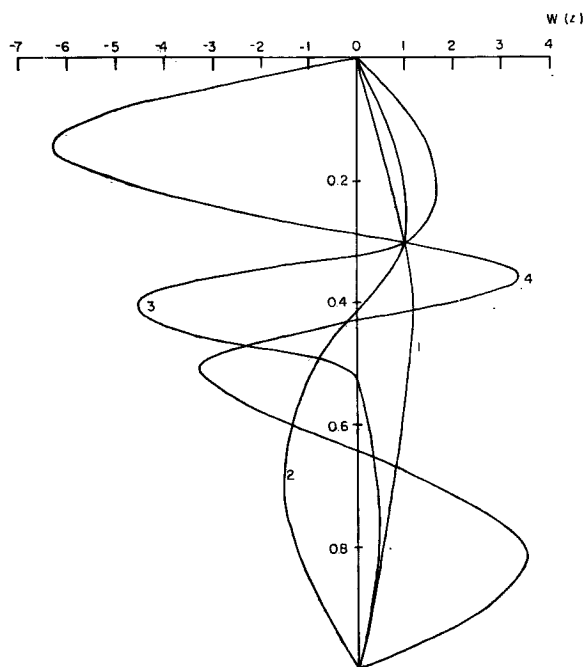


Fig. 9 Eigen solution, $W(z)$ for $n=1 \sim 4$. The scale of the vertical axis is represented by $\frac{z}{H}$.

$$h_1=15 \text{ m}, \quad h_2=25 \text{ m}, \quad H=50 \text{ m}.$$

$$N_1=10^{-2}(1/\text{sec}), \quad N_2=2 \times 10^{-2}(1/\text{sec}), \quad N_3=0.8 \times 10^{-2}(1/\text{sec})$$

ただし、観測場所の水深は 70 m（正確には 73 m）であったが、ここでは local な水深をとらずに北湖全体の平均水深 50 m を採用した。この値によって、(17) 式の左辺と右辺を別々に計算しグラフに表わしたものを Fig. 8 の y_1, y_2 で示してある。ふたつのグラフの交点は (17) 式を満足するから、その交点に対応する $\frac{K}{\omega}$ の値が、それぞれの固有値を表わしている。原点の $n=0$ に対応する根、 $\left(\frac{K}{\omega}\right)_0=0$ は $W(z)$ の値を恒等的に零にするのでこの場合意味がない。したがって、原点を除いて、原点側からかぞえて n 番目の根が mode n の固有根となる。 $n=4$ までの固有根によって、解 (13), (14), (15) を計算した結果を Fig. 9 に示す。ただし、 $W_{II}(h_1)=1$ としてある。

すなわち、 $n=1$ の mode は全層が同位相で振動し、その振巾は thermocline で maximum となる。これに対し、 $n=2$ の mode では、表面、thermocline および水底で振巾が minimum となり、表面と thermocline の中間および thermocline と水底の中間で maximum となり、しかも位相は thermocline より上の層と、thermocline より下の層とでは互いに逆相となっている。

このようにみえてくると、実測から求めた w の振巾分布は、three layer model の $n=2$ の解と良く対応している。したがって、びわ湖の数時間の order の周期を持つ内部波については second mode の振動が卓越していると考えることができる。この mode の角周波数と水平方向の波数との比 $\left(\frac{K}{\omega}\right)$ は 0.125 であるが、この観測では水平方向の振動については何もわかっていないので、水平方向の波長、波速などについては決定できない。

6. 結 論

昭和42年5月10, 11日の24時間観測によって得たびわ湖の水温の鉛直分布によって、内部波の鉛直速度分布を算出し、その中の7時間周期成分の振動と、perturbation による three layer model の解とを比較した。7時間周期の振動については、second mode 解と良く対応しているが、このような特定の mode が卓越する mechanism については何もわかっていない。 N の分布は季節によって大きく変動するから、それに応じて振動の様子も大きく変わり、したがっていつもこの mode が卓越するかどうかは疑問である。

この model では表面条件として (12) 式を採用したが、(11) をそのまま用いると $n=0$ の特殊な場合として、表面波の解が得られる。したがって、この条件による内部波の解には表面波の影響が現われて来る筈であるが、これについては稿を更めて述べる。

ここに示した理論は微小振巾波に対するものであるが、実際の等温線の変動は非常に大きく、厳密には微小振巾の仮定が満足されない。むしろ、現象は非線型であって、表面波の有限振巾波の場合のように波形の鋭形あるいは breaking が起る可能性もある。それによって、高周波にエネルギーが移行し、短周期のスペクトラムレベルを増加させるかも知れない。一般理論によると、内部波が安定に存在し得る限界周波数は Vaisala-Brunt frequency N と Coriolis parameter f によって決まってしまう⁵⁾（びわ湖の場合、これは 2 min.~17 hr.）といわれているが、この点の検討も今後の課題のひとつであろう。このような上限周波数付近の内部波は、湖水の微細水温構造と密接に関係し、ひいては乱流現象につながる。これに関連して、水温がどの程度保存量とみなせるかという問題があるが、これについては現在 Telemetering Neutral Buoy による等密度面の動きと水温の変動との同時観測を計画しているので近い将来に解決されるものと思われる。

謝 辞

この研究に際し、終始有益な助言と励ましを賜った奥田節夫教授に深甚なる謝意を表す。データの分析に際しては防災研究所の柿沼忠男氏の御指導のもとに、宇治川水理実験所にある周波数分析器を使用させていただき、また、観測にあたっては種々の便宜をはかっていただいた京都大学臨湖実験所の諸氏にあわせて謝意を表す。

Appendix

成分波の抽出方法として従来いろいろな filter が考えられており, Hann および Hamming の filter などはその代表的なものである。ここで用いた filter は上記の方法には依らず, 通常の移動平均法にもとづくものである。

今,

$$y(t) = A \sin \frac{2\pi}{T} t \quad \dots\dots\dots (1a)$$

で表わされるような時系列に T_0 の周期で移動平均を行なうと

$$R_m(t) = \frac{1}{T_0} \int_{t-\frac{T_0}{2}}^{t+\frac{T_0}{2}} A \cdot \sin \frac{2\pi}{T} \tau d\tau = A \cdot \frac{\sin \pi \left(\frac{T_0}{T} \right)}{\pi \left(\frac{T_0}{T} \right)} \cdot \sin \frac{2\pi}{T} t \quad \dots\dots\dots (2a)$$

となり, (2a) の振巾係数

$$F_L = \frac{\sin \pi \left(\frac{T_0}{T} \right)}{\pi \left(\frac{T_0}{T} \right)} \quad \dots\dots\dots (3a)$$

は普通 Reduction Factor と呼ばれており, これは low pass filter の性質を持つ。したがって, もとの Data から移動平均の結果を差引くと

$$y(t) - R_m(t) = \left\{ 1 - \frac{\sin \pi \left(\frac{T_0}{T} \right)}{\pi \left(\frac{T_0}{T} \right)} \right\} \cdot A \sin \frac{2\pi}{T} t \quad \dots\dots\dots (4a)$$

となり, (4a) の振巾係数

$$F_H = \left\{ 1 - \frac{\sin \pi \left(\frac{T_0}{T} \right)}{\pi \left(\frac{T_0}{T} \right)} \right\} \quad \dots\dots\dots (5a)$$

は当然, high pass filter となる。

次に $[y(t) - R_m(t)]$ に対して, $(T_0 - \Delta)$ の周期で移動平均を行なうと

$$B_p = \frac{1}{T_0 - \Delta} \int_{t-\frac{T_0-\Delta}{2}}^{t+\frac{T_0-\Delta}{2}} \{y(\tau) - R_m(\tau)\} d\tau = \frac{\sin(1-\varepsilon)\pi x}{(1-\varepsilon)\pi x} \cdot \left\{ 1 - \frac{\sin \pi x}{\pi x} \right\} A \sin \frac{2\pi}{T} t \quad (6a)$$

$$\left(\text{ただし, } x \equiv \frac{T_0}{T}, \varepsilon \equiv \frac{\Delta}{T_0} \right)$$

となって, 振巾係数

$$F_R = \frac{\sin(1-\varepsilon)\pi x}{(1-\varepsilon)\pi x} \left\{ 1 - \frac{\sin \pi x}{\pi x} \right\} \quad \dots\dots\dots (7a)$$

は, pass band filter の性質を示す。その通過帯域巾と中心の周波数は ε によって変化し, Fig. 10 のような特性を持つ。勿論, もとのデータを適当に平滑化しておけば, 不心要な高周波成分を一層小さくすることができる。たとえばもとのデータが平滑化によって (a) のような特性になったとすれば, これに $\varepsilon=0.6$ の filtration を行なうと (b) のようになる。

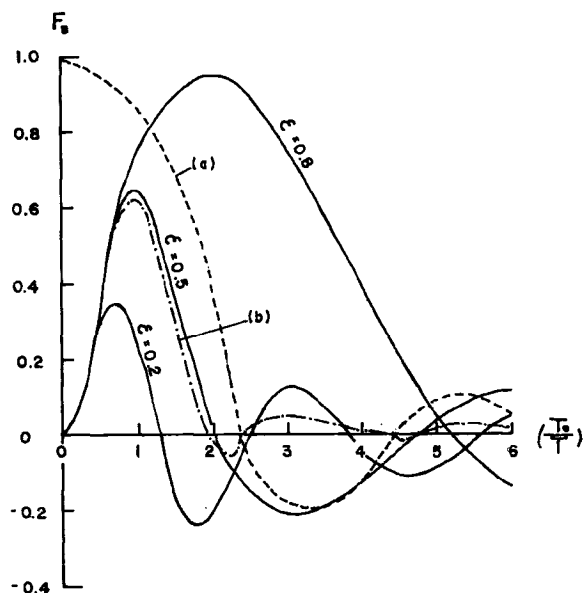


Fig. 10 Characteristics of the Overlapping Mean Filter for $\epsilon=0.2, 0.5$ and 0.8 .

参 考 文 献

- 1) S.H. Lamb: Hydrodynamics, Cambridge Univ. Press, Six edition, 1932.
- 2) W. Krauss: Methoden und Ergebnisse der Theoretischen Ozeanographie, Band II, Interne Wellen, Gebrüder Borntraeger, Berlin-Nikolassee, 1966.
- 3) B.A. Tareev: On the dynamics of internal gravity waves in a continuously stratified Ocean, I.Z.V., Atmospheric and Oceanic Physics, Vol.2, No.10, 1966, pp.1064—1075.
- 4) W.H.K. Lee and C.S. Cox: Time variation of ocean temperatures and its relation to internal waves and oceanic heat flow measurements, J.G.R., Vol.71, No.8, 1966, pp. 2101—2111.
- 5) Eckart, C: Hydrodynamics of oceans and atmospheres, Pergamon Press, Oxford, 1961.