

水温計格子を用いた浅水湖の成層破壊過程の観測

大久保賢治

MEASUREMENTS OF DESTRATIFICATION IN A SHALLOW LAKE USING THE THERMISTOR GRIDS

By *Kenji* OKUBO

Synopsis

Temperature fluctuations due to interfacial waves were measured in a shallow lake using the thermistor grids. The waves as roughness on the deformable density interface were observed between the basic internal wave of the maximum buoyant frequency and the surface wind ripples. On the transition from smooth to rough interface, where frequency spectrum shows an inertial subrange, beyond which the viscous-convective subrange is seen as mixing goes on. The waves are generated from amplified internal wave, and wind waves copy themselves on the interface through the resonance with much slower interfacial ones. Diffusivity takes the peak at the bottom of thermocline, and for such a diffusivity profile, the log+linear law for temperature was deduced. Assuming the system is non-rotating, a profile model considering the wave steepness is shown, which estimates the flux as well as the diffusivity, and the former was compared well with the measured flux. Superimposing the first few modes of the cellular motion, the fluctuation of buoyancy in vertical was found similar with the measured one.

1. 緒 論

成層した湖の鉛直混合を取扱う一次元モデルは、連行、拡散および乱れエネルギーなどの概念に基づいてパラメタライズされるが、小スケールの内部波と見なせる界面波が混合に及ぼす役割というものは明らかではなく、実水域ではほとんど知られていない。しかし、既往の観測と時間スケールを変えてみると、界面波を伴って粗面となった混合層を湖で実際に見出すことは可能である。本研究で対象とする界面波は、波数・周波数ともに内部波と乱流渦の中間部分に相当し、変形する密度界面の粗度要素として、成層破壊過程において重要な役割を果たすと考えられる。ここでは、水温計格子による多点同時測定と乱流フラックス測定に基づいて浅水湖の混合現象を議論する。この観測は西オーストラリアのPerth近郊にあるNorth Lakeで行われ、1秒毎の水温鉛直分布を数分ずつ測定し分布形自体の変動を取出して水温変動の実態を明らかにするとともに、界面波の形状を考えた鉛直分布モデルから求めたフラックスを実測値と比較し、連行係数や鉛直拡散係数とも関連づけている。

2. 内部波と界面波

2.1 観測の概要

水温計格子は4枚の平面格子 (TG と略記) を組合わせて使用し, 各 TG は Photo. 1 のように4本のサーミスタバー (TB) を 20 cm 間隔で平行に並べ固定したものである。TB は外径 22 mm の透明塩ビパイプ表面に 15 個のガラスサーミスタを 10 cm 間隔で埋込み配線はすべてパイプ内に収めた。配線後, パイプ内の空隙をエポキシ樹脂で充填し, パイプを補強するとともにその浮力を減じて水中での曲げを抑えた。結果的にパイプの熱容量が増え応答性に影響したが, 2 回の観測を通じ漏水や断線は発生しなかった。各 TB にはアクティブなサーミスタを選択する切替ボードを封入し, 同期パルスを入力して全 TB 同時に同じレベルのサーミスタを選択するようにした。

基準の固定抵抗から開始して 15 回の切替で 15 個のサーミスタを走査し, 次の切替で基準抵抗にもどる。これを 16 本の TB について行えば 240 点の水温が測定できる。16 本の TB の出力は 32 ch AD ボードの前半 16 ch に入力し, 後半 16 ch には格子水温以外の計測器の電圧を入力した。したがって, 16 回切替を行う間に 512 個のデータが AD 変換された。このサイクルを格子スキャン (GS) と呼び, 1 回の測定における GS の数は, 使用した PC のメモリーおよびディスク容量を考慮して決定した。

North Lake は直径約 500 m のほぼ円形の小湖であり, 湖心に Photo. 2 に示すような観測台を設けた。2 回にわたり, 2 日ずつ観測を行ったが, 測定方法は以下に述べるように各観測でかなり異なっていた。

(1) 第1回観測 (8/3/90, 9/3/90)

第1回観測は 1990 年 3 月 8 日と 9 日に行った。両日も強い日射によって成層が形成されたが, 夏の午後の典型的な南西の海風が正午頃より吹き, 日成層は破壊された。2 日で合計 30 回の測定を行ったが, 1 回の測定は Table 1 に示す 5 種類の Run から成る。これらは F_1 , P_1 , W_1 or W_2 , P_2 , F_2 の順に行い, Run F_1 , F_2 は 4 ch の 20 秒測定, Run P_1 および P_2 は 32 ch の 80 秒および 20 秒測定であり, サンプル周波数が異なる。 F と P のデータは全ての Run が完了するまでメモリーに蓄え, 測定後 RAM ディスクに記録した。一方, W_1 および W_2 は 32 ch の 100 秒または 280 秒測定であり, 1 GS 毎に RAM ディスクに書込んだ。こうして 1 測定を終了するとデータをフロッピーディスクに転送し, 次の測定を待った。

格子 TG-1 (ch. 1-4) を水平に設置し, その4本の TB 間に残りの 3 格子を 1 枚ずつ鉛直に固定した (3 V 1 H)。水平格子は TB を東西方向に合わせて観測台上のトラバーサに取付け, 水平に保って昇降するようにし

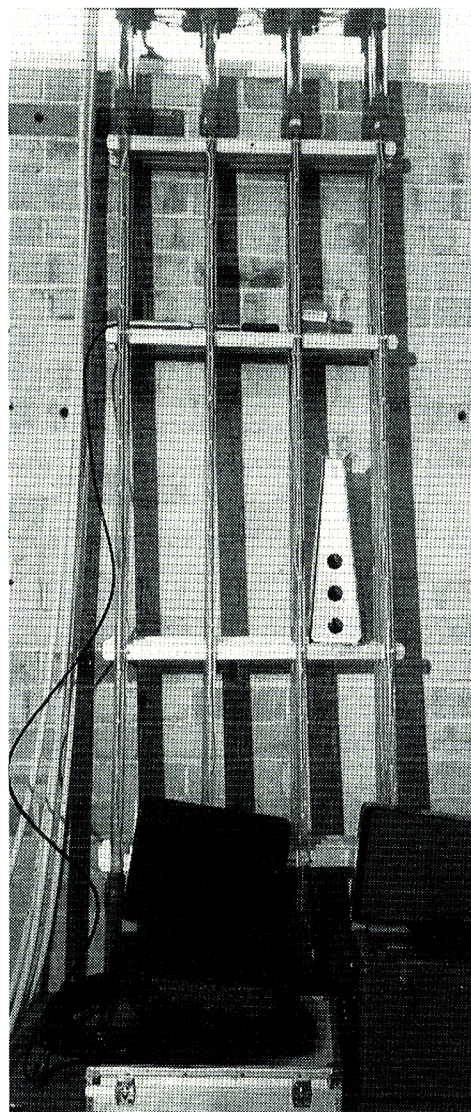


Photo. 1. View of the thermistor grids.

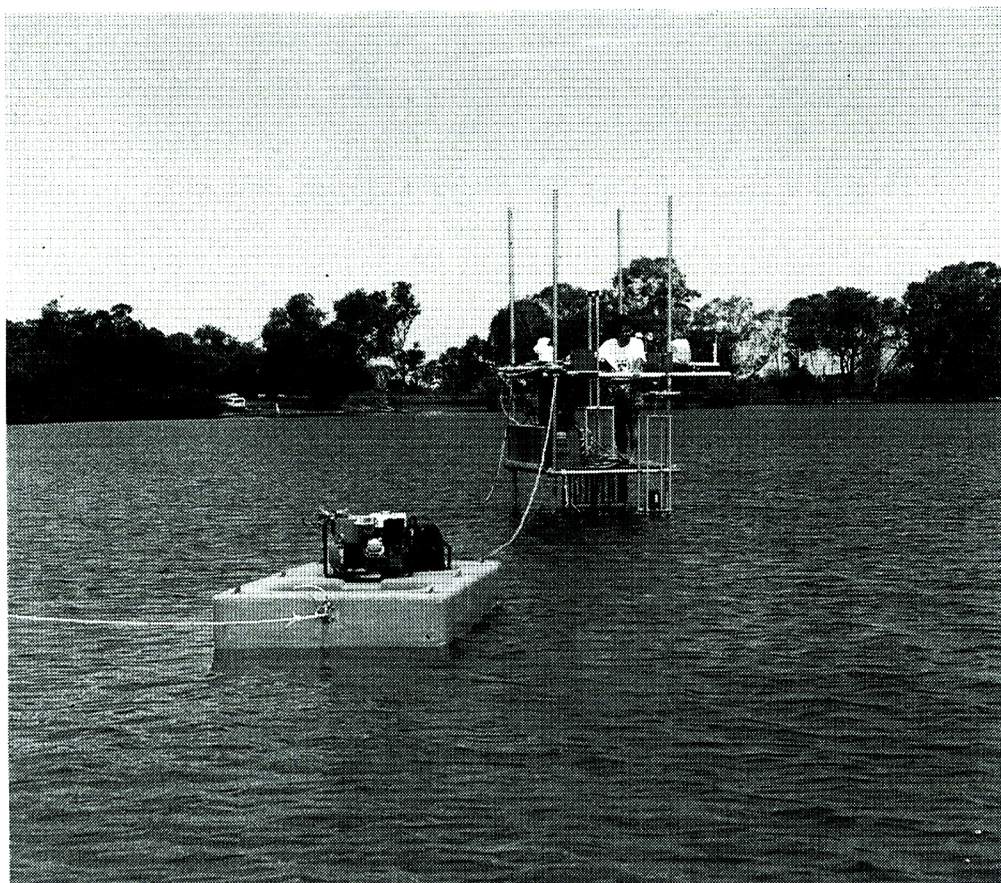


Photo. 2. View of the platform in North Lake.

Table 1. Condition of each measurement

Run	ch	data	gridscan	frequency (Hz)	duration (sec)	
F ₁	4	2,048	(16)	100	20	1H
P ₁	32	640	80	0.5	80	3V1H
P ₂	32	640	20	2	20	3V1H
W ₁	32	1,600	100	1	100	3V1H
W ₂	32	4,480	280	1	280	3V1H
W ₃	32	5,760	360	1	360	4V(1H)

た。TG-1の東寄りの位置には電磁流速計（アレック電子 ACM 200 P）と鋭敏なサーミスタ（水中時定数 8 ms, QT と書き格子サーミスタと区別する）2本を取付けた。電磁流速計の x 成分が北向き, y 成分が下向き成分 (ch. 21, 22) を測るように固定, QT は電磁流速計プローブの直上と真横, いずれも約 2.5 cm の位置に感知部を固

定した (ch. 23, 24)。鉛直に設置した 3 格子 TG-2 ~ TG-4 (ch. 5-16) は面の間隔 20 cm で観測台床板から吊下げた。観測台上では、データ収集と水平格子の位置制御を行った。水平格子の昇降は PC のモニター画面をみながら長尺ラックギヤを用いて測定と測定の間に手動で行い、測定中は位置（層）を固定した。観測台の北西支柱部には 2 成分水平流速 (ch. 19, 20) を測定する他の電磁流速計 (Marsh McBarney 社) をガイドレールに取付けて方位を固定したまま昇降させ、その鉛直移動範囲の上・下端の検出 (ch. 25) を行った。

その他、鉛直上方に向けたフォトセンサー (ch. 26) により照度変化を記録し日射の参考記録とした。また、風向・風速は湖面上 2 m の高さで測定し、同じ高さで気温 (ch. 29, 30) も測定した。残りの ch. 17, 18, 27, 28, 31, 32 には予備の温度計を接続してチャンネル数を一定に保った。こうして Run F 以外は、計測系を常に 32 ch システムとして使用し、サンプリング速度の誤差は 1% 以内であった。

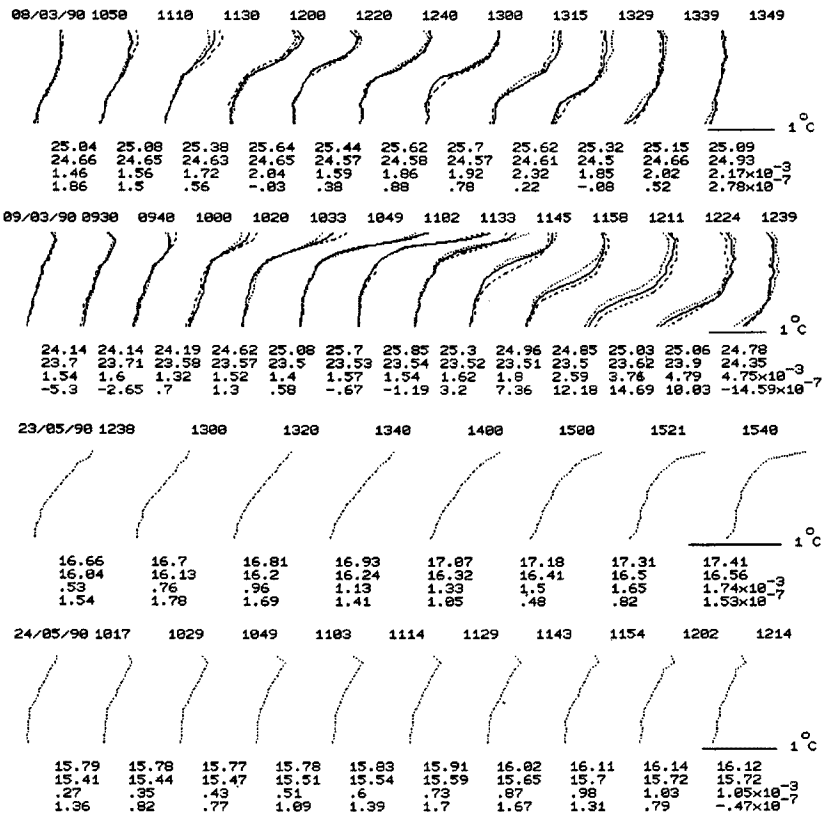


Fig. 1. Temperature profiles averaged within the measurements. Dotted and broken lines in the first two series show P₁ and P₂ data, respectively.

夏の観測は両日とも条件は類似していた。すなわち、朝の観測開始時は風が弱く湖水はほぼ均質であったが、日射の増加に伴い海風の開始時まで成層が強化した。成層破壊は速やかに0.5～1時間程度で完了した。しかし、詳しい条件は風速や日射量により異なる。夏のデータは水温鉛直分布および秒スケールの水温変動解析に使用し、一方、次に述べる冬のデータは主としてフラックス解析に用いる。両観測の主要な測定について、全ての鉛直なTBの時間平均分布をさらに平均した水温分布をFig. 1に示す。図中には表層および下層の水温値、総浮力 (m²/s²) とその時間変化率 (m²/s³) も示されている。なお、第1回観測の2日分については、RunW_xの他に、RunP₁, P₂の鉛直分布もそれぞれ点線および破線で示した。測定しながらデータを書込む方法 (GS数の大きいW₁～W₃に使用) では、1GSのうち、約85%の時間が書込みに費され、格子水温以外のデータは1秒毎に0.15秒の断続測定である。したがって、これらのデータについては目的により、1秒間の16データを平均した秒データを使用する。

(2) 第2回観測 (23/5/90, 24/5/90)

第2回観測は1990年5月23, 24日に行った。晴天で、この季節としては暖かいといわれる条件で、湖水には弱い連続成層がみられた。測定中は絶えず北東の微風が吹いていたが、風向・風速ともかなり変動していた。全格子とも鉛直に設置した (4V) が、観測地点の水深は水位低下のため前回の観測より約10 cm浅くなっており、TBの第1層は空中に露出させた。ただし、水平格子を取付けていたトラバーサのフレームには電磁流速計と2点のQTを残し、フラックス測定は前回と同様に測定毎に深さを変えるようにした。先の観測後、データを調べるとフラックス測定用の電磁流速計のノイズが問題となった。フラックス用流速計の時定数は1/20秒に設定していたが、実験室および第2回観測の開始前に現地でテスト

したところ、時定数の問題はなく、観測台の緩い振動も影響は小さかった。ノイズは水平流速測定用の電磁流速計を昇降させるウインチ操作にあることが確認されたためその昇降は行わず、表層に固定した。

20回の測定はいずれも32ch測定 (W_3) であり、1層を24秒間測定して層を切替え15層の水温変動を順次測定していく層スキャン (LS) を用いた。各サーミスタについて $24 \times 16 = 384$ 個の時系列が得られ、層内の水温変動が連続的に知られるが、鉛直分布には、最上層と最下層間で約6分の時間遅れが存在する。

2.2 水温の変動

Fig. 2は成層が最も顕著であった第1回2日目の観測 (09/03/90) で1TBの水温鉛直分布の時間変動を同じTBの各サーミスタの水温時系列とともに示したもので、いずれも時間方向に5点移動平均を施している。鉛直分布は全データを通る混合スプライン法で補間し、多層時系列は各層平均水温がその深さ位置に描かれるようにずらした上、深さ1目盛 (10 cm) を水温変動の 1°C に対応させている。格子水温

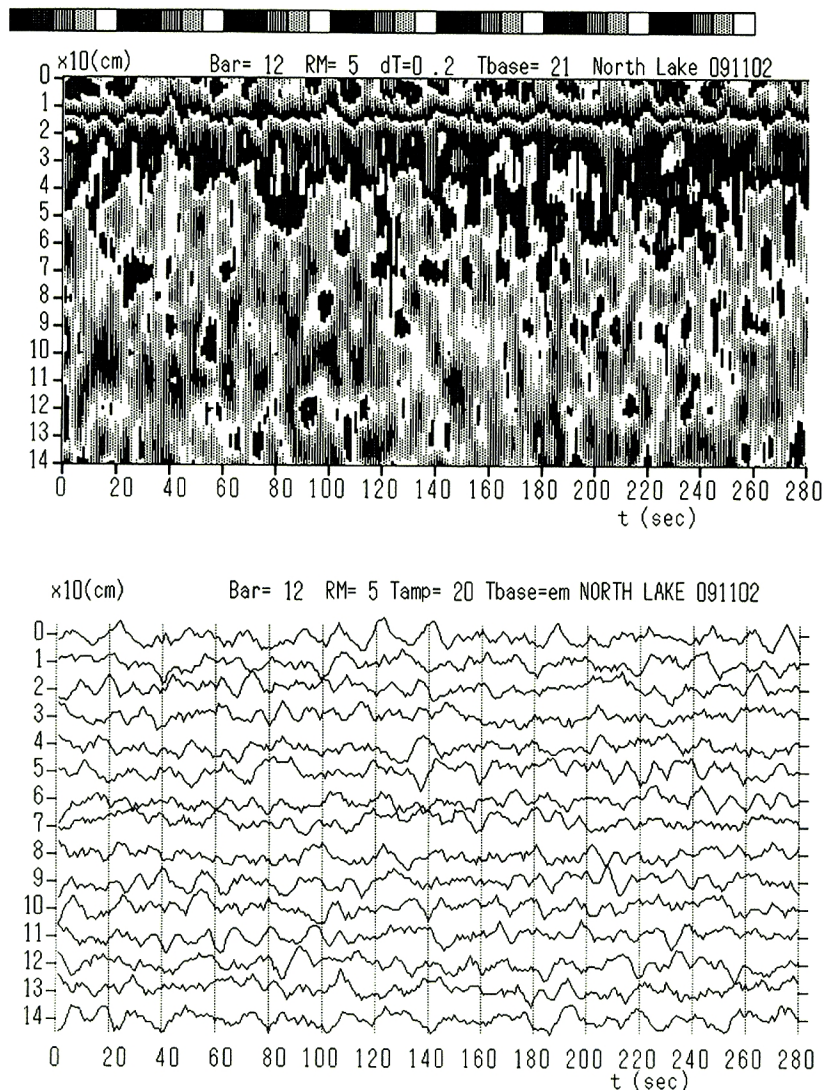


Fig. 2. Temperature structure in the time-vertical domain and the time series of the temperatures of layers.

(5点平均)の変動幅はQTの秒データ(16点平均)のその約2倍、QTの生データの変動幅の半分程度であった。格子水温値は1秒間(GS)の512データ中の瞬間値であって乱れ変動によるかなり大きな偏差を含むため、このように最小限の平滑化を行う必要があった。

2種の図は表現が異なるが、鉛直分布の各データ点は補間により変化していないので、図の一方を他方に重ねてみると水温変動と時間・鉛直構造の対応が理解される。時間鉛直構造の主な特徴は以下のようである。最大温度勾配のみられる薄い層(界面)は波打っているが、砕波はほとんど見られない。二層流とみた場合の厚い方の層(この場合は下層)では、下降する温水塊と上昇する冷水塊が交互に現れ、パッチ状水温構造を示している。厚い方の層と波打った界面の中間層には時間軸のそれぞれ前・後方を指す1対のフィンガーで特徴づけられる巻波(billow)がみられる。等温線の何本かが1m近い振幅を示すのに対し、水温振幅は層によりあまり変化していない。すなわち、温度勾配の緩いところで、より激しい混合が起こっていることになる。

10~30秒毎にみえる巻波が周期的とすれば、その周期は平均水温分布の最大密度勾配から求まる浮力振動数 $N = \{(g/\rho)(d\rho/dz)_{max}\}^{1/2}$ に相当する周期の数分の1程度である。この湖で観測した範囲では、温度勾配は $4^\circ\text{C}/\text{m}$ を超えることはなく、冬の観測でも $0.5^\circ\text{C}/\text{m}$ 程度はあった。熱膨張率 α が $1.5 \times 10^{-4} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ として、 $N = 0.027 \sim 0.077 \text{ (rad/s)}$ 、周期 $T = 40 \sim 120$ 秒程度となる。 N に相当する 10^{-2} Hz からGSに相当する1Hzの範囲には種々の波動¹⁾がみられた。

Fig. 3は微小および有限振幅の内部波を示すQTの記録(秒データ)である。夏の観測では海風が吹始めると水温変動の振幅は静穏時の5倍程度まで増大した。前半の例(NL091133以前)は強い日射により形成された安定な上層における典型的な内部波であるが、その温度振幅は極めて小さい。後半の例(NL091145以降)は 10^{-1} Hz 程度の鋭い波形と大きな振幅の水温変動がある。これらの記録に共通の特徴は内部波上に無数の界面波が重なる多重構造であって、複数の形成過程が考えられるが、それらについては次節で考えることにし、まず用語を明確にしておく。観測データが存在する $10^{-2} \sim 1 \text{ Hz}$ の範囲は、最大浮力振動数から風漣の範囲をカバーし、中間の 10^{-1} Hz がここでの巻波に対応する。以下では、界面波という用語には巻波も含め、 N より高周波成分を指すものとする。Fig. 3の後半の例では巻波の水温振幅が大きく高周波の界面波は目立たない。これより巻波が界面波の中で最大の温度振幅をもち、有限振幅内部波の最初の数モードに含まれると推察される。一方、周波数 N の基本波は上記の周波数範囲における唯一の内部波であり、湖の水平長を上限とする内部波の中では波長が最小(数m)のものと考えられる。

水温変動の周波数スペクトルの時間発達を3月9日および5月24日についてFig. 4に示す。QTのような格子水温以外のデータは断続測定であるため、等間隔データ(16Hz)として計算したスペクトルにはGSに相当する1Hzに擬似的なピークが現れた。しかし、これより低周波部分でのスペクトルは安定していると思われたので1Hz以下の部分のみを示した。静穏条件では 10^{-1} Hz より高周波側でほぼ f^{-1} 、低周波側で浮力領域(-3乗則)に近い傾きがみられたが、風が吹くと風速に応じた平衡状態に達し、そのエネルギーレベルを維持した慣性小領域(-5/3乗則)がみられる。一方、冬の観測では、周波数 f に伴うスペクトルの減衰は緩やかとなり粘性対流領域(-1乗則)の存在を示唆している。以上の傾向は波数ではなく周波数に関するものであるが、海洋で指摘されている水温変動スペクトルの特徴²⁾が、この浅水湖でも見られた。なお、QTの記録は種々の深度におけるものであり、一方、吹送流の流速は鉛直に一様でないため波数領域への変換についてはここでは行っていない。

2.3 内部波の分散

湖の種々の場所で起こる擾乱のうち、観測台に最も早く到達するのは低周波の内部波である。この伝播過程に周波数変調機構が存在するなら慣性域のエネルギーカスケードは自己変換的な過程として説明され、界面波の周波数領域が慣性域のそれと同一であることが理解しやすい。さらに、巻波より高周波域は小規

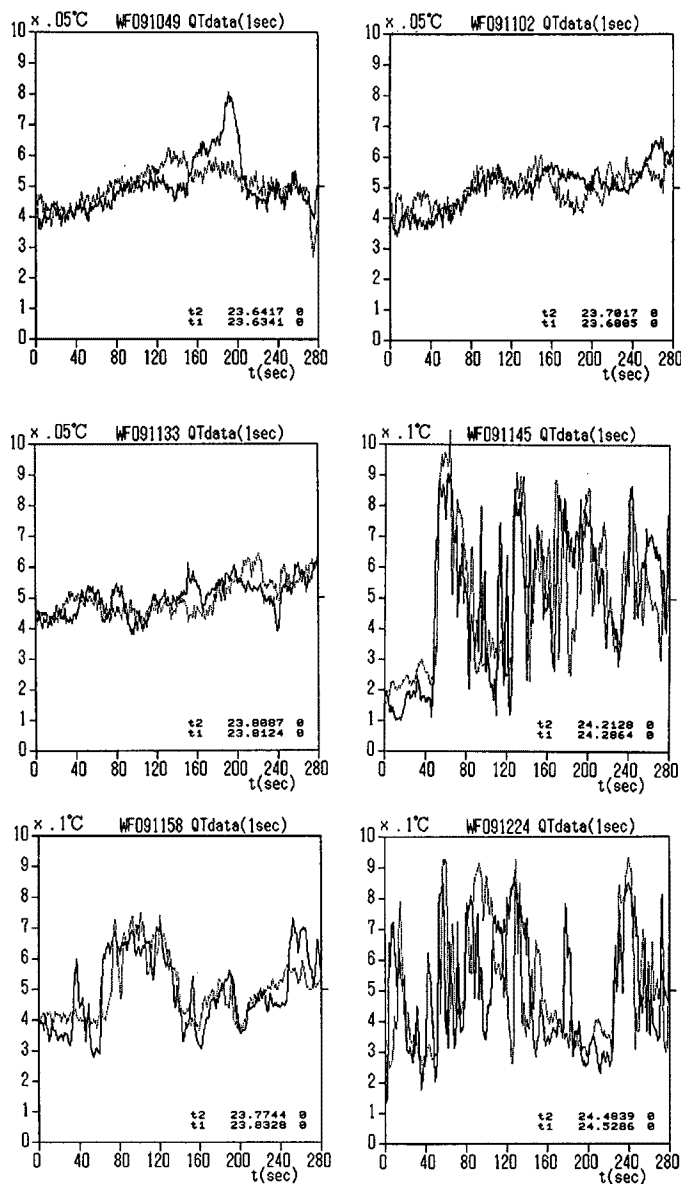


Fig. 3. Examples of small and finite amplitude internal waves measured using thermistors of quick response.

われた状態が顕著になる。風波の影響は局所的であるが湖全域で一斉に起こるものであり、波数・周波数とも界面波のそれと同程度である。すなわち、この機構は初期は表面過程であるが、界面波が粗度要素として機能することにより混合を誘起し、次第に密度場にも影響していくものと考えられる。

Fig. 5 は観測条件における内部波の分散関係をいくつかの解^{1),3),4)}とともに示している。初期の過程は内部的であり、界面波を基本波から生成される有限振幅波の高次項とみて基本波 (N, k_N) から第 j モード (jN, jk_N) が生成されるとし、これらを●で示す。この中には巻波 (ω_b, k_b) も含まれる。つぎに表面波と界面波の共鳴過程を考えると表面モードの角周波数 ω_0 (≈ 10 rad/s) は jN よりずっと大きいので、発達する共鳴波の ω や k は風波のそれらに近い。すなわち、●の界面波と風波を結ぶ線分上の内分点として表される共鳴波は波数・周波数とも風波とほとんど同じであることから、風波が界面にそれ自身を写

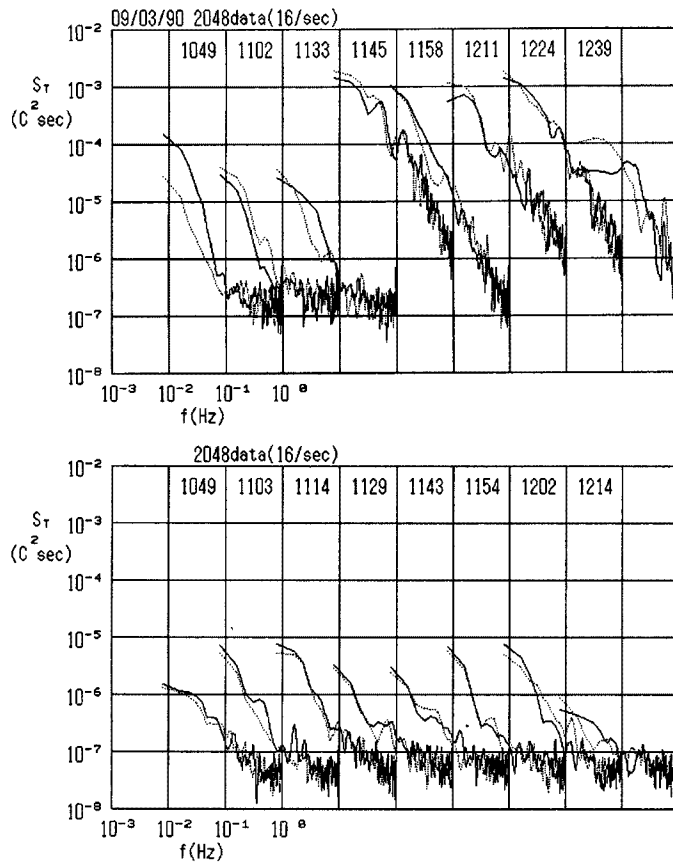


Fig. 4. Evolution of frequency spectrum of temperature variations.

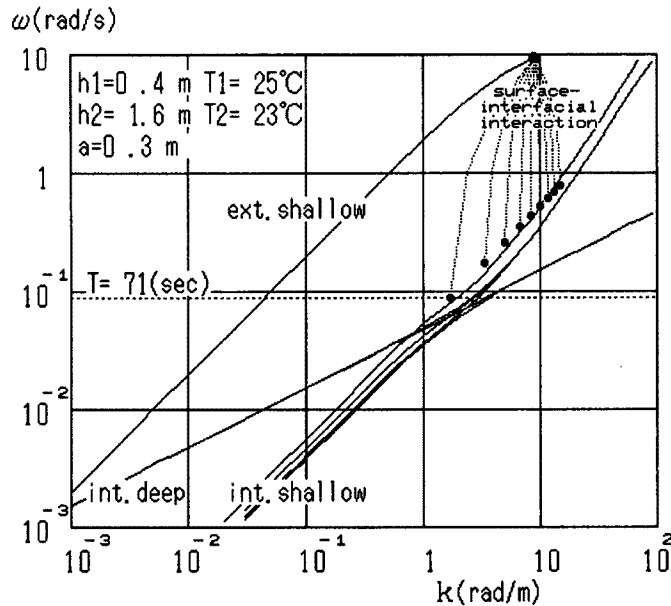


Fig. 5. Dispersion relation of internal wave of small and finite amplitude. Resonance interaction between surface wind ripples and the higher modes of the internal/interfacial waves.

しエネルギーが内部モードに移る機構が理解される。このように界面波の波高 a が増大する（相対粗度 a/h が大きくなる）と、分散関係は浅水波のそれに一致し ω と k の比例関係が満たされ、波数は $c = \omega/k = (g'h')^{1/2}$ と書ける。ただし h' は深さのスケールである。重要な点は慣性域が強風時にのみ現れ、弱風時あるいは混合が進んだ場合の周波数スペクトルは 2 領域、すなわち、浮力小領域に似た領域と粘性対流領域とに分離される点である。前者が深水の線形内部波に適切で、ここでは ω が k^2 に比例するとすれば、 k^{-3} 則は $f^{-3/2}$ 則に変換され、べきは慣性域の $-5/3$ に近い。この状態の界面は巻波に特徴づけられる多重構造界面とは異なり水理学的に滑なものであろう。一方、完全に粗な界面というものは混合する流体間では過渡的であり実際には混合層を形成し、そのスペクトルは k^{-1} 則に従うと推定される。こうした粗滑遷移は、浅水湖では非常に速やかに起ることが多く、成層破壊が内部静振の周期内に完了すれば、内部静振は観測されない。夏の観測でみられた成層破壊はこれに相当し、Spiegel・Imberger⁵⁾による中程度または大きな混合速度の場合にあたと考えられる。

成層破壊過程に関係すると考えられる他の機構は、深水波とみなせる風波に起因する。これは Langmuir 循環と類似の螺旋渦的二次流として知られている。セルのサイズは上部混合層の深さの程度といわれ、この観測では約 50 cm、次節で検討する浮力束より評価した Monin-Obukhov 長とも同程度であった。セルは外部から作られるが界面の動揺に影響するであろう。成層破壊が進むと高周波域で粘性対流領域の -1 乗則までスペクトルが変化することがみられたが、完全にランダムでないがそれほど周期的ともいえない巻波のような界面波によって慣性域のスペクトルが白色化された結果と考えられる。

3. 鉛直分布モデル

3.1 渦動拡散係数

全ての鉛直格子の TB に関する時間平均を層毎に平均した Fig. 1 の水温分布から有効重力加速度 $g'(z)$ を鉛直積分して求めた総浮力の時系列を時間の多項式にフィットさせ、これを微分することにより表面浮力束 B_0 を評価した結果を Fig. 6 に示す。 g' を求める際、各観測日の最低水温に相当する基準密度を用いたので水平移流による変化分も含まれており、鉛直平均水温が時間的に上昇していた第 2 回観測の B_0 の値は若干過大になっていると思われる。 B_0 の一次評価が得られた時点で、放射とフォトセンサー出力の関係を調べて照度計出力から正味放射量を推定し、以前この湖で調べられていた吸収係数の値、 2.1 m^{-1} を用いて、熱束の鉛直分布 $H(z)$ を求めた。この結果は 3.3 節で浮力束に変換して示すが、代表的分布として、(1) 水面付近が最大加熱で線形に減少していくもの、(2) 上部混合層・水温漸変層を通じて加熱率は一定であるが、それより深いところで減少するもの、および (3) 界面付近に加熱や冷却の最大値がみられるものがあった。このうち、(1) は、(2) で上部混合層が非常に薄い特別の場合とし両者は同じとみなす。この温度フラックス分布から鉛直拡散係数を求める。

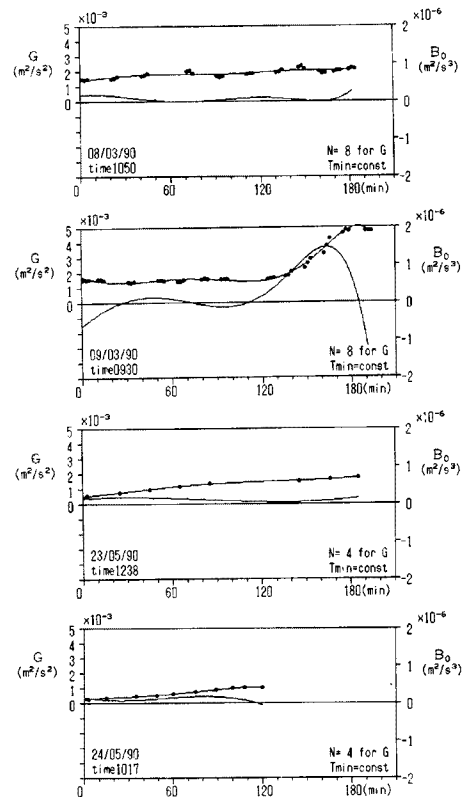


Fig. 6. Buoyancy flux estimated as the time change of heat content (circles) in the water column.

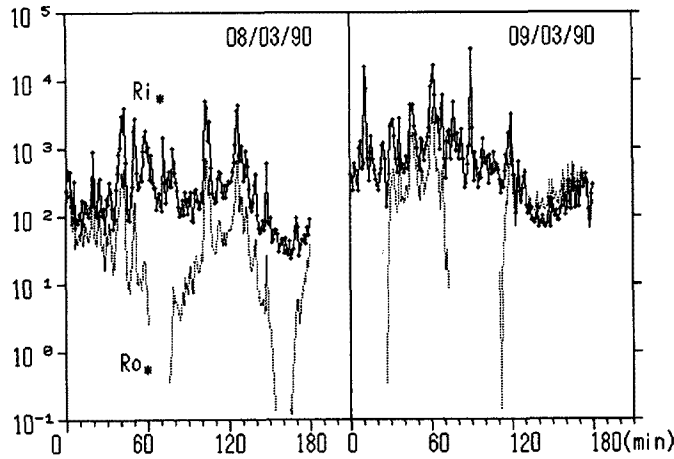


Fig. 7. Time variations of the stability parameters for the stratification.

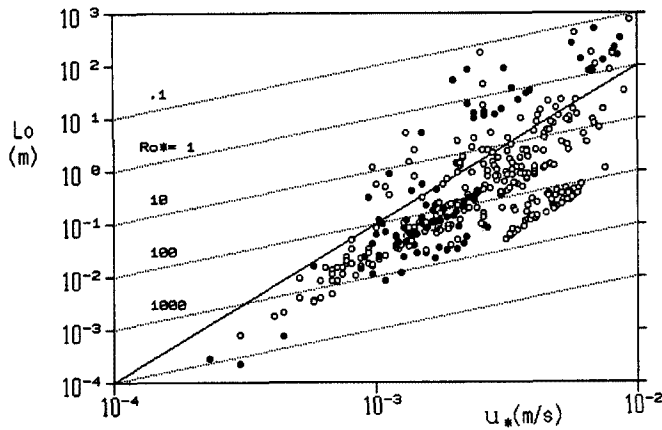


Fig. 8. Friction velocity in water and Monin-Obukhov length.

夏の観測では海風が強まるにつれて気温は表面水温に近づいていった。中立公式⁶⁾によって風速から水面摩擦速度 u_{*0} を評価し, Ro_* と Ri_* の時間変動を示す Fig. 7 から第 2 日の方が安定度が高かったこと, また, 表面 Rossby 数 $Ro_* = u_{*0}/fL_0$ は, Richardson 数 $Ri_* = g'h/u_{*0}^2$ を超えないことがわかる。ここに, f は Coriolis パラメータ, $L_0 = u_{*0}^3/\kappa B_0$ は Monin-Obukhov 長, h が上部混合層厚である。限界的な条件,

$$Ro_* = Ri_* \dots\dots\dots (1)$$

は日成層の破壊 (形成) される最小の速度

$$\kappa B_0 = fg'h \dots\dots\dots (2)$$

を表し, 回転系の成層破壊速度を意味する。 Ro_* も一種の Richardson 数であって, さらに, Ekman 数 $E_v = \kappa u_{*0} L_0 / fh^2$ は

$$E_v = \kappa (L_0/h)^2 Ro_* \dots\dots\dots (3)$$

として換算できる。深水 (成層回転系)・浅水 (非成層非回転系) 条件の遷移をみるために, Fig. 8 を示した。琵琶湖南湖 (冬季) では回転・非回転系の限界的な Ro_* は 10 程度であったが, ここは B_0 が大きく, Ro_* のさらに大きな値が維持されている。変換係数 $\kappa(L_0/h)^2$ が 10^{-1} とし, この観測の E_v を試算するとオーダー 1 を超える。したがって, 成層の傾向は強いが, とりあえず自転の影響は無視して非回転系

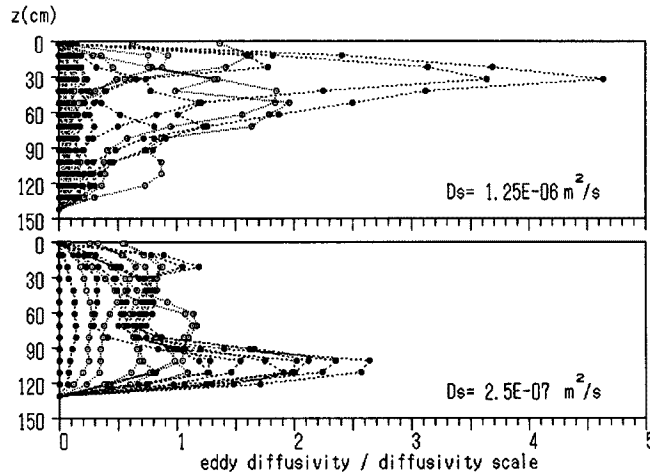


Fig. 9. Vertical profiles of the thermal diffusivity in the two measurements.

と考え、次節でその流速分布について考える。

Fig. 9は渦動拡散係数の鉛直分布 $\kappa_v(z)$ であり、各観測日の平均水温における動粘性係数の1~5倍、分子拡散係数の30倍程度の範囲にある。最大値は最大温度勾配の下方に現れるが、これより深い層では水温勾配が減少し、 κ_v が不合理に大きくなることがあるので、 $0.02^\circ\text{C}/\text{m}$ 以下の場合のデータは示していない(ゼロとした)。全体として

$$\kappa_v(z) = \beta \kappa u_* z \exp(-\eta z) \dots\dots\dots (4)$$

で表せるようである。ここに、 u_* は界面の摩擦速度で界面付近では一定とし、 β は拡散・粘性係数比を表し、 κ はカルマン定数で0.4とする。一定フラックスの上部混合層では拡散係数が小さく、これは強風時にも同様であり、対流が水面近くの逆転層を維持し、減少した拡散係数に代わって輸送に寄与すると考えられる。

周波数の関係、 $\omega_1 > \omega_2 > \omega_1 - \omega_2$ ($\omega_1 < 2\omega_2$) を考える。ただし、 ω_1 および ω_2 はそれぞれ界面付近の密度勾配と下層の緩やかな密度勾配に対応する浮力振動数であって、 $\omega_1 = N$ である。成層破壊過程の粗な界面における界面波の分散関係は、波速 c が

$$c = \omega/k = (g' h')^{1/2} \dots\dots\dots (5)$$

として一定であることから、

$$k_1 > k_2 > k_1 - k_2 \dots\dots\dots (6)$$

となる。こうして、最大の波長 $(k_1 - k_2)^{-1}$ をもつ界面波が、密度勾配変化点に発達する。対応する波長 l 、無次元深さ $\zeta = \eta z$ を用いれば(4)式より

$$l = (\beta/\eta) \zeta \exp(-\zeta) \dots\dots\dots (7)$$

となる。温度スケール θ_* を用いて温度 θ のフラックスを

$$u_* \theta_* = \kappa u_* l (d\theta/dz) \dots\dots\dots (8)$$

と表せば、(7)、(8)式から

$$\theta/\theta_* = (\beta\kappa/\eta)^{-1} E_i(\zeta) = (\beta\kappa/\eta)^{-1} [\ln \zeta + \Sigma\{(\zeta^n/n!)/n\}]$$

が得られる。 ζ の1次項のみ取出すと

$$\theta/\theta_* = (\beta\kappa/\eta)^{-1} \{\ln(\zeta/\zeta_0) + (\zeta - \zeta_0)\} \dots\dots\dots (9)$$

のように、対数+直線則である。次節で用いるため η^{-1} に界面波の波高 a を用いる。このとき(4)式は

$$\kappa_v(z) = \beta \kappa u_* z \exp(-z/a) \dots\dots\dots (10)$$

と書ける。以上の結果は、逆に下層が薄い場合にも拡張できるが、その場合、巻波として観察される最大

の渦は界面の上方，上部混合層の下端に現れることになる。

3.2 鉛直分布モデル

このモデルでは，流速・水温の相似分布を仮定する。今回の観測では，観測台での操作上の問題のため流速分布を測定することが困難であったので，水温分布のみからフラックス評価が行えるようにモデルを拡張する。流速分布には粗度要素間隔 s に基づく一定の渦動粘性係数 $\nu_v = \kappa u_* s$ を用いた形式的な壁法則

$$\hat{u}/u_* = u_* z / \nu_v \quad 0 \leq z \leq a \quad \dots\dots\dots (11)$$

$$\hat{u}/u_* = \kappa^{-1} \ln(u_* z / \nu_v) + A_U \quad z \geq a \quad \dots\dots\dots (12)$$

を考える。ここに， z は基面との距離， \hat{u} は基面流速との流速差を表し， u_* も基面で定義する。同様に，水温分布について

$$\hat{\theta}/\theta_* = u_* z / \beta \nu_v \quad 0 \leq z \leq a \quad \dots\dots\dots (13)$$

$$\hat{\theta}/\theta_* = \beta^{-1} \kappa^{-1} \ln(u_* z / \beta \nu_v) + A_T \quad z \geq a \quad \dots\dots\dots (14)$$

とする。ただし， $\hat{\theta}$ は基準水温との水温差である。

基面を底面にとって， ν_v を動粘性係数 ν にもどせば， $A_U = 5.5$ であり，Liu ら⁸⁾によれば， $A_T = 3.8$ といわれている。このような滑面条件では， $\lambda = a/s$ を用いて，(11)，(12)式の接続を考え，これを

$$\kappa = 9\lambda \exp(-\lambda) \quad \dots\dots\dots (15)$$

と表すと， $\lambda = 4.65$ が1つの解である。同様に，(13)，(14)式の接続では単に κ を $\beta\kappa$ に置換えれば，

$$\beta = 22.5\lambda \exp(-\lambda) \quad \dots\dots\dots (16)$$

を得る。 $\lambda = 4.65$ のとき $\beta = 1$ である。

成層した吹送流について，水面から下向きに z 軸をとり，上部混合層の下端を z_b ，水温漸変層の下端を z_a とする。 $z = z_b$ および z_a での流速を，それぞれ u_b ， u_a とし，

$$z = z - z_b \quad \dots\dots\dots (17)$$

$$\hat{u} = u_b - u \quad \dots\dots\dots (18)$$

によって偏差系に変換する。さらに，(11)，(12)式は，(11)式が $z = a$ で $\hat{u}_a/u_* = \lambda/\kappa$ となることから，スケールを \hat{u}_a に変更し

$$\hat{u}/\hat{u}_a = \zeta \quad 0 \leq \zeta \leq 1 \quad \dots\dots\dots (19)$$

$$\hat{u}/\hat{u}_a = 1 + \lambda^{-1} \ln \zeta \quad \zeta \geq 1 \quad \dots\dots\dots (20)$$

と書ける。ここに， $\zeta = z/a$ であり， a を Monin-Obukhov 長とみれば，気象学の変数と同形である。異なるのは，対数則と直線分布の重ね合わせでなく，直線分布と対数則の接続，すなわち壁法則に基づく点であり，接続点 z_a では勾配が不連続である。

$z = z_b$ および z_a での密度を，それぞれ ρ_b ， ρ_a とし，流速分布と同様に $z = z_b$ を基面とする偏差系の密度分布に変換するため

$$\hat{\rho} = \rho_0 - \rho \quad \dots\dots\dots (21)$$

$$\rho_0 = (\beta + 1)\rho_a - \beta\rho_b \quad \dots\dots\dots (22)$$

を用いる。(14)式では，右辺の係数を $(\beta\kappa)^{-1}$ とし，摩擦温度 θ_* に対応して ρ_* を定義しているが，基準密度差 $\Delta\rho = \rho_a - \rho_b$ を用い，

$$\Delta\rho/\rho_* = \lambda/\beta\kappa \quad \dots\dots\dots (23)$$

の関係から，

$$\hat{\rho}/\hat{\rho}_a = 1 + \beta^{-1} - \beta^{-1}\zeta \quad \dots\dots\dots (24)$$

$$\hat{\rho}/\hat{\rho}_a = 1 + \chi \ln \zeta \quad \dots\dots\dots (25)$$

のようにも書ける。なお，

$$\chi = \lambda^{-1}\beta^{-1} \quad \dots\dots\dots (26)$$

は以下のように変形できる。鉛直速度 w_e を用いて

$$\hat{u}_a w_e = u_*^2 \dots\dots\dots (27)$$

$$\hat{\rho}_a w_e = \rho_* u_* \dots\dots\dots (28)$$

$$\hat{\rho}_a / \rho_* = u_* / w_e = \hat{u}_a / u_* = \lambda / \kappa \dots\dots\dots (29)$$

の形におくと (26), (29)式より

$$\chi = w_e / \beta \kappa u_* \dots\dots\dots (30)$$

を得る。(29)式から

$$u_* = \kappa \hat{u}_a / \lambda \dots\dots\dots (31)$$

Monin-Obukhov 長の定義から

$$u_* = \kappa (\lambda^{-1} \beta g' a)^{1/2} \dots\dots\dots (32)$$

という2種の摩擦速度の表示が得られ、これらを等置すれば

$$\lambda^{-1} \beta^{-1} = g' a / \hat{u}_a^2 \dots\dots\dots (33)$$

を得る。これと (26)式との比較から

$$\chi = g' a / \hat{u}_a^2 \dots\dots\dots (34)$$

のように、 χ は線形層の Richardson 数 Ri に等しく、最小値をもつことが推察される。勾配型およびフラックス型の Richardson 数は

$$Ri = (g/\rho_0) (\partial\rho/\partial z) / (\partial u/\partial z)^2 \dots\dots\dots (35)$$

$$Rf = (g/\rho_0) \hat{\rho}_a w_e / (u_*^2 \partial u/\partial z) \dots\dots\dots (36)$$

で定義し、流速分布 (19), (20)式、密度分布 (24), (25)式より各量の勾配が、それぞれ

$$\partial u/\partial z = \hat{u}_a / a \text{ and } \hat{u}_a / \lambda z \dots\dots\dots (37)$$

$$\partial \rho/\partial z = \hat{\rho}_a / \beta a \text{ and } \chi \hat{\rho}_a / z \dots\dots\dots (38)$$

のように層毎に求められ、 Ri , Rf はそれぞれ

$$Ri = \chi \text{ and } \beta^{-1} \zeta \dots\dots\dots (39)$$

$$Rf = \lambda^{-1} \text{ and } \zeta \dots\dots\dots (40)$$

となり、いずれの層でも

$$Rf = \beta Ri \dots\dots\dots (41)$$

の関係が成立つが、 $z = z_a$ で勾配が不連続なため Richardson 数も連続でない。しかし、(41)式から予想できるように κ_v が Ri に反比例するという一般的仮定を用いるとフラックスについて連続となる。なお、線形層より上方の一様分布と仮定している層では実際には種々の密度分布が起こるが、この層は中立とする。拡散係数を

$$\kappa_v = \beta \kappa u_* s \text{ and } \lambda \beta \kappa u_* s \zeta^{-1} \dots\dots\dots (42)$$

で与えれば各層内のフラックスは

$$\langle \rho' w' \rangle / \rho_* u_* = 1 \text{ and } \zeta^{-2} \dots\dots\dots (43)$$

$$-\langle u' w' \rangle / u_*^2 = 1 \text{ and } \zeta^{-2} \dots\dots\dots (44)$$

のようになる。線形層内の浮力フラックスは、

$$B_a = (g/\rho_0) \rho_* u_* = \kappa^2 (\beta g' s)^{3/2} a^{-1} \dots\dots\dots (45)$$

となるので、(43)式より対数層内の浮力フラックスは、

$$B(z) = \kappa^2 (\beta g' s)^{3/2} a^{-1} (z - z_b)^{-2} \dots\dots\dots (46)$$

のようになる。一方、流速スケール、

$$w_{*0} = (B_0 h)^{1/3} \dots\dots\dots (47)$$

を用いて、

$$B_a / B_0 = u_*^3 h / \kappa w_{*0}^3 a \dots\dots\dots (48)$$

とし、 $a = h$, $u_* = u_{*0}$ および $B_a = B_0$ の場合を考えると

$$h = u_{*0}^3 / \kappa g' w_e \dots\dots\dots (49)$$

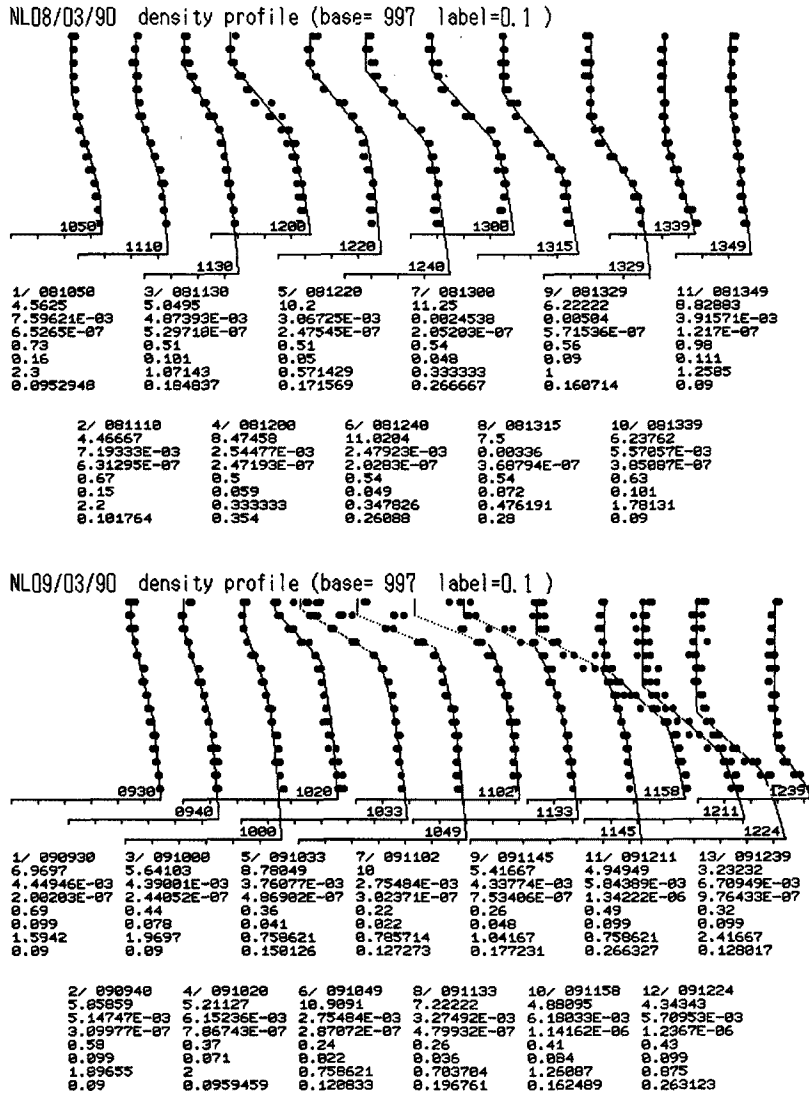


Fig. 10. Fitted results to the profile model of the measured temperature profiles.

であって、

$$w_e/u_{*0} = \kappa^{-1}(u_{*0}^2/g'h) \dots \dots \dots (50)$$

は連行速度に関する Kato・Phillips⁹⁾ の実験式と同一表現になる。(48)式は、 $a < h$, $u_* = \mu u_{*0}$ で

$$B_a/B_0 = \mu^3 L_0/a \dots \dots \dots (51)$$

となり、この場合、上部混合層は部分的に不安定となる。

Fig. 10 は観測値に (24), (25)式を適用したものである。上部の線形分布を固定してから対数分布を決定した。厚さ a を与え s を決めるが、 s は界面波の波長のオーダーでなければならない。 $\lambda = 4.65$ がよい第1近似となり、さらに大きな λ の値については β を (16)式で評価し、 ρ_0 や密度分布を計算する。ただし、表示は次元量にもどし、997 kg/m³を基準に1目盛0.1 kg/m³で表している。

(12)式を粗面型に変換した場合、 a と相当粗度 k_s , また、 λ を用いて s と粗度パラメータ z_0 が関係づけられる。(32)式を書直し、 z_0 で表せば、

$$z_0 = \kappa^{-2} \beta^{-1} \lambda \exp(-\lambda)(u_{*0}^2/g') \dots \dots \dots (52)$$

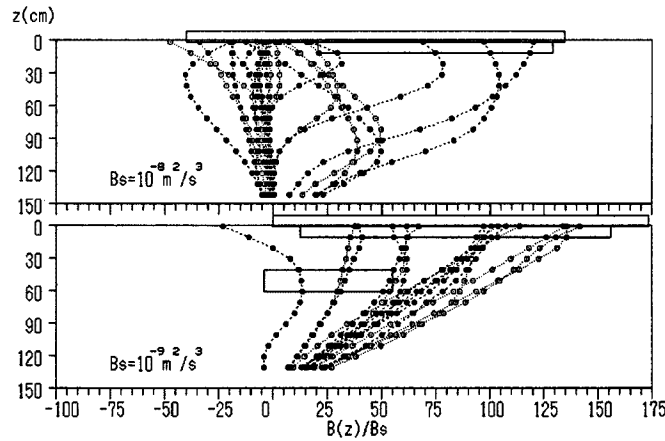


Fig. 11. Profiles of the buoyancy flux in the water column in the two measurements.

のような内部 Charnock 関係が得られる。(16)式を代入すれば,

$$z_0 = 0.28 \frac{u_*^2}{g'} \dots\dots\dots (53)$$

となり, $u_{*air} = 28 u_*^2$ として, $g' = g$ の場合を考えると

$$z_0 = 0.01 u_{*air}^2 / g \dots\dots\dots (54)$$

のように, Charnock パラメータの評価, 10^{-2} のオーダーを与えることがわかる。ただし, u_{*air} は空気側の摩擦速度を表す。

3.3 浮力束の評価

観測では, QT と電磁流速計 (プローブの y 成分を鉛直下向きとした) を合わせ, 深さ z_f で水温の乱流フラックスを直接測定し浮力束 $B(z_f)$ に換算した。トレンドの影響は小さく, むしろ鋭いスパイクの方が計算の障害となった。水温・流速ともに秒データを用い, 大きなスパイクは仮平均値の標準偏差を用いた基準によって除去し, 残りのデータから計算した平均値に置換えた。熱膨張率 α を用いて浮力フラックス

$$B(z_f) = -\alpha g \langle \theta' w' \rangle$$

の実測値は第 2 回観測について $(-0.39 \sim 5.46) \times 10^{-8} [\text{m}^2/\text{s}^2]$ であった。Fig. 11 は拡散解析による $B(z)$ の評価を示し, 図中, 水面直上および直下に描いた箱型範囲により, 各観測における B_0 (Fig. 6) および鉛直分布モデルの評価 B_a (Fig. 10) を示している。一方, 下図の第 2 回観測には, 測定を行った第 6 ~ 8 層付近に実測値を箱型範囲で示している。実測値が他の評価に比べて小さい理由として, 拡散解析や分布モデルで用いた基準密度と実測値の計算に用いた基準密度 (局所的な平均水温に相当) がかなり異なり, 密度変動の大きさが異なることが考えられる。しかしながら, 誤差が大きくなる $10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}^3$ 程度の小さい浮力束の場合でも, オーダーの一致が得られており, 時間的な最大値については, それ以上の結果が得られていると思われる。

4. 成層破壊の構造

以上の結果をまとめ, 浅水湖の成層破壊の全体的構造について述べる。密度勾配が最大の薄い層には碎波はほとんどなく, これを基面 $z = z_0$ として風下向きの流速はゼロとした。一方, 活発な混合は拡散係数

がピークをとる深さでみられ、これは (10) または (42) 式より、 $z=z_m$ すなわち $\zeta=1$ で起こる。しかし、下層が薄い場合は、 z 軸を上向きに反転すれば、対称性から $z=z_b$ で巻波が観測されることになる。

定束条件から何らかの対流が混合層内に存在するはずである。(7) 式の長さ l は、線形層と対数層の各基本波の共鳴の結果として生じる最大波長と考えたが、

$$l/a = \beta \zeta \exp(-\zeta) \dots\dots\dots (55)$$

と書直してみると、 $\lambda = 4.65$ 、 $\zeta = 1$ では $l = a$ となることがわかる。モデルのフィッティングでは、界面波の間隔 s は 0.1 m 程度であって、 l よりかなり小さい。4 程度の λ の値は s が波高の約 1/4 であることを示唆している。Langmuir 循環に関するいくつかの室内実験¹⁰⁾によれば、風漣の菱形の中に一対の螺旋渦が存在するといわれ、従って、一つの渦の中心から縁端までの距離は風漣の横波長の 1/4 と考えられる。風波の形状は界面に写されるので、空気・水界面と同様の構造が、界面層にも現れると考えられる。あるいは、この螺旋渦が水面形状を界面に写しているとも考えることも可能である。前節では成層した吹送流の流速分布についても示したが、実測との比較は行えなかった。しかし、風向と直交する鉛直面のセル運動を考えることで、界面波の構造を抽出することはできる。そのために Prandtl の解^{1), 11)}を用いる。

分布モデルの線形層内の浮力振動数 (平方して表す) は g'/a であり、これに対応する指数形密度分布 $\rho = \rho_0 e^{z/H}$ を仮定し、(2) 式を満たす 2 つのモードを考える。高次モードは線形層、低次モードは対数層での界面波に対応し、両者とも 2 m の水深全体に存在すると考える。セル状運動のパターンと、それに伴う浮力の変動を Fig. 12 に示す。計算例 (基本波の周期が約 70 秒) では両モードの周期は 11 および 22 秒であって、これらは実測した水温変動の卓越周期とよく一致する。波長は 0.78 m、セルサイズは 40 cm 程度である。図には単一モードの結果も示し、この場合はセル構造がずっと強調されている。さらに、Fig. 12(b) には実測した TB の水温変動を示し、計算による浮力変動と極めて類似した変化が見られる。

実測および計算されたパターンの大きな違いは、鉛直線上の節位置に存在する。現地記録には計算したモードより高周波の界面波や低周波の内部波が共存しているため、節の水温変動は計算値より不規則で大きくなっている (Fig. 2)。また、界面波の最大波長は上・下層の波数差に逆比例し、これが対数+直線分布の重要な条件と思われるが、計算では全水深で一様な浮力振動数を仮定しているため、界面付近に強い巻波が生じることはない。よりシャープな密度界面をもつ深い湖では異なった状況が計算されると考えられる。しかしながら、浮力振動数の 2, 3~6 倍程度の周波数の界面波が卓越し、風と直交する鉛直面に多層二次流 (並列螺旋渦) が存在し、成層により減少した拡散効果を補っている構造が示唆された。

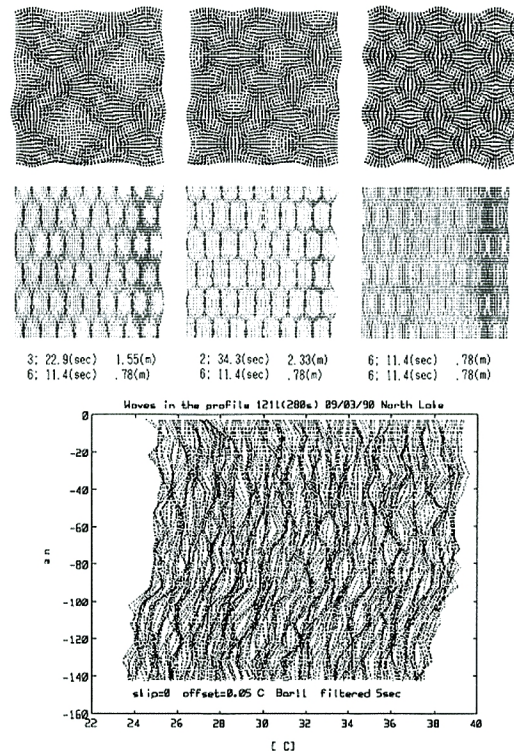


Fig. 12. Cellular motions and the resulting fluctuation of vertical profile of the buoyancy.

5. 結 論

内部波と乱れの間中間的な周波数域にある界面波は変形する密度界面の粗度要素として重要な役割を演じると考えられる。本観測では内部波と界面波の多重構造が測定され、この2種の波の間に現れる慣性小領域が水理学的滑面から粗面への遷移の兆候であり、混合が進むとスペクトルは粘性対流域のそれへ移り、再び滑面化すると考えられる。

内部波の分散関係を検討したところ、線形内部波が増幅すると高周波成分に変調して現れる。これらの界面波は風波と共鳴し、風波の形状が界面に写されることでエネルギーが内部モードに移る。界面波の波速は数cm/s程度であり、浅水分散関係から一定とみなせる。

拡散解析によって浮力フラックス分布を推定するとともに、観測した湖の安定度範囲を検討した。夏季の大きい湖面浮力束のため、水面での安定度長はかなり小さく表面 Rossby 数は相当大きくなった。時間尺度の異なる2種の Richardson 数を比較し、日成層の最小破壊速度が短時間は持続することがわかった。しかしながら、湖の鉛直 Ekman 数もまた相当大きく、鉛直混合や拡散の効果が明らかになるまで自転効果については保留し、流れが非回転系であると仮定した。

水温拡散係数の鉛直分布形について調べ、それが海洋・気象学で使用されるポアソン分布型で近似できることを確認した。また、このような拡散場で古典的な対数+直線則が期待されることを示した。渦動拡散係数は水温漸変層下端でピークをとった後、界面層の厚さ程度の距離で減少し、活発な拡散は巻波層の範囲に集中する。一方、上部混合層では、対流が混合に寄与している。

長さベースの直線+対数則を形式的壁法則で表し、界面波の形状特性を考慮した鉛直分布モデルをフラックスや拡散係数の評価に結びつけた。界面波の波形勾配に相当する分布パラメータ λ は、界面 Froude 数と理解される。また、フラックス Richardson 数の最小値は波形勾配の平衡値の逆数 λ^{-1} で与えられる。実測した浮力フラックスは拡散解析結果およびモデルの評価と比較され、それらがよく一致することがわかった。

混合の全体的な構造はいくつかの過程と関連していると考えられるが、水面境界層における内部変数の並列螺旋渦と、風漣の横波長から決まる小規模な Langmuir 循環は類似である。これを全水深に拡張し、風と直交する鉛直面内のセル状運動の数モードを計算し重ね合わせると、界面波の水温変動と似たものが得られ、卓越周期も実測結果とよく一致した。これより風と直交する鉛直面内に多層の並列らせん渦が存在し、成層によって減少した拡散効果を補っている構造が示唆された。

本観測は1989年8月から1年間、著者が西オーストラリア大学に滞在中に行ったものである。観測にあたって Centre for Environmental Fluid Dynamics から資金的な援助を受けた。また、同大学の J. Imberger 教授および Centre for Water Research の皆様に助言と協力を頂いた。ここに記して深く感謝致します。

参 考 文 献

- 1) Turner, J. S.: Buoyancy effects in fluids, Cambridge Univ. Press, 1973.
- 2) Monin, A. S. and R. V. Ozmidov: Turbulence in the Ocean, Environmental Fluid Mechanics, Reidel, pp. 146-151, 1985.
- 3) Hunt, J. N.: Interfacial waves of finite amplitude, La Houille Blanche, 16, pp. 515-531, 1961.
- 4) Thorpe, S. A.: On the shape of progressive internal waves, Phil. Trans. A, 263, pp. 563-614, 1968.
- 5) Spiegel, R. H. and J. Imberger: The classification of mixed layer dynamics in lakes of

- small to medium size, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol.10, pp.1104-1121, 1980.
- 6) Kondo, J., O. Kanechika and N. Yasuda: Heat and momentum transfer under strong stability in the atmospheric surface layer, *J. Atmos. Sci.*, 35, pp.1012-1021, 1978.
 - 7) Ookubo, K. and Y. Muramoto: Vertical water diffusivity of wind-driven currents in a shallow lake, Proc 6th congress, APD, IAHR, Kyoto, Japan, Vol. III, pp.193-200, 1988.
 - 8) Liu, W. T., K. B. Katsaros and J. A. Businger: Bulk parameterization of air-sea exchanges of heat and water vapor including the molecular constraints at the interface, *J. Atmos. Sci.*, 36, pp.1722-1735, 1979.
 - 9) Kato, H. and O. M. Phillips: On the penetration of a turbulent layer into stratified fluid., *J. Fluid Mech.*, Vol.37, part 4, pp.643-655, 1969.
 - 10) Faller, A. J. and E. A. Caponi: Laboratory studies of wind driven Langmuir circulation, *J. Geophys. Res.*, Vol.83, No. C 7, pp.3617-3633, 1978.
 - 11) Prandtl, L.: *Essentials of fluid dynamics*, London, Blackie, pp.240, 1952.