

## 日成層形成時の吹送流の特性について

ON THE INFLUENCE OF DIURNAL THERMAL STRATIFICATION  
ON WIND-DRIVEN CURRENT

田中昌宏\*・石川忠晴\*\*

By Masahiro TANAKA and Tadaharu ISHIKAWA

Hourly measurements of water temperature and velocity were taken in Lake Kasumigaura (36°N, 140°E, 1 m a. s. l.) to study the influence of diurnal thermal stratification on the flow and mixing in shallow temperate lakes in summer.

The vertical profile of wind-driven current is discussed with the emphasis on the effect of the diurnal thermal structure, and the erosion of diurnal thermal structure is discussed with the emphasis on the effect of the shear at the bottom of the mixed layer which is caused by wind-driven currents.

A simple numerical model of the interplay between diurnal thermal stratification and wind-driven current is developed and tested using observed temperature and velocity profiles for verification. The model successfully reproduces hourly variations of the mixed layer thickness and velocities above and below the thermocline.

*Keywords: wind-driven current, diurnal thermal stratification, mixed layer, temperate lake, numerical model*

## 1. はじめに

自然湖沼など閉鎖性の強い水域の流れは主に風によって引き起こされる吹送流であり、懸濁および溶存物質の移動、拡散、沈殿・浮上は吹送流とそれに付随する乱れに依存する。このため、湖沼の水質汚濁が社会問題化して以来、湖沼の吹送流に関する研究が盛んに行われてきた。

吹送流は速度スケールが風速の1/100程度のきわめて微弱な流れであるため、観測手段が浮子法など手間がかかるうえに精度上問題のある方法に限られ、現地での実態を十分精度良く把握できなかつた。それゆえ、従来の吹送流の研究の多くは風洞水槽実験やその知見に基づく数値計算を主体としている。しかし、現地には実験室より1オーダー大きな波や日々の日射によって形成される弱い成層（以下、日成層とよぶ）が存在しており、これらが吹送流の性質を変化させることも考えられる。したがって、この問題を検討するうえでやはり現地観測が不可欠である。

最近、測定計器とデータ処理装置の進歩に伴い、乱れ

を含めた流れの鉛直分布の現地計測が可能となり、固定足場の確保しやすい浅い湖における観測事例が報告されている<sup>1)~4)</sup>。その中で、大久保・村本<sup>1)</sup>および石川ら<sup>4)</sup>はきわめて弱い温度成層（温度差1°C以下）であっても吹送流に大きな影響を及ぼすことを指摘している。

本論文は、著者らが1987年夏に茨城県霞ヶ浦で実施した現地観測の結果をもとに、日々の日射と混合がもたらす鉛直温度分布が吹送流に及ぼす影響について取りまとめ、考察を加えたものである。

## 2. 観測方法

## (1) 観測場所および期間

観測地点は図—1 (●印) に示す茨城県霞ヶ浦の建設省湖心観測所である。霞ヶ浦は、面積171 km<sup>2</sup>、平均水深約4 m、最大水深約7 mであり、水平スケールに比べ鉛直スケールの非常に小さな、いわゆる“浅い湖”の代表であり、季節的な温度成層は生じない。なお観測期間における湖心観測所での水深は5.8 mであった。表—1に観測期間および観測時間帯を示す。測定項目は流速三成分、水温および水位変動である。また、観測所に設置されている風向・風速計（水面からの高さ10 m）のデータを解析に用いた。

## (2) 観測期間における風の特性

\* 正会員 工修 東京工業大学助手 工学部土木工学科  
(〒152 目黒区大岡山2-12-1)

\*\* 正会員 工博 東京工業大学助教授 工学部土木工学科  
(同上)

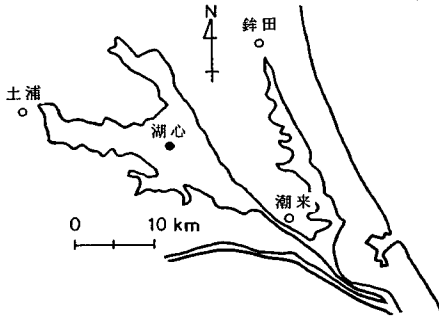


図-1 霞ヶ浦および湖心観測所の位置

図-2に観測期間における湖心観測所の風向および風速  $U_{10}$  (水面上高さ 10 m における風速) の記録を示す。次のような日変化を示す日が多い。明け方から風が弱まり、午前中は 2 m/s 程度の風速となり、正午頃にいったんやみ、午後 4~7 m/s の風速で吹き出し、夜間まで吹き続ける。著者ら<sup>5)</sup>は霞ヶ浦地域の風特性について調査を行い、夏期の風系が海陸風(海風は東~北東風)によって特徴付けられることを示している。図-2の風向記録では午後吹き始める風はいずれも東寄りであり、海風フロントの通過によるものであると考えられる。したがって、東岸と西岸で若干の時差(1時間程度)はあるが、湖面全体にはほぼ様な風が吹いていると考えられる。

(3) 測定装置および方法

測定項目は流速三成分、水温および水位変動である。流速測定には(株)計測技研製・VM-201 H 型(水平 1 成分、鉛直成分)および VM 401 H 型(水平 1 成分)の電磁流速計を用いた。検出部の直径は 8 mm であり、流れをほとんど乱すことなく測定が可能である。また、応答周波数は 20 Hz であり、数 Hz 以下の低周波の変動であれば乱れ量の測定も可能である。水温測定には(株)芝浦電子製 TLV-300 型サーミスタ(測定精度;  $\pm 0.2$  度、応答時間; 約 0.1 秒)を用いた。水位変動は(株)計測技研製の容量式波高計・CH-403 型(応答周波数; 5 Hz)を使用した。図-3に示すようにトラバース用の柱を湖底に固定し、電磁流速計とサーミスタを取り付けたトラバース装置を上下させて、各量の鉛直分布を測定した。また、容量式波高計は観測所から 1 m 程度張り出して固定した。鉛直方向の測点数は成層状態により変えたが、通常は 15 点とした。また、測定時間は一点 30 秒とし、トラバースに要する時間は移動時間も含めて 15 分であった。測定時間間隔は状況により 30 分または 1 時間とした。

3. 観測結果の概要

(1) 温度場の変動パターン

表-1 観測期間および観測時間

観測年月日	観測時間
1987年7月29日	10:30-11:00
30日	(2日連続)
8月3日	11:00-14:00
4日	10:30-16:30
5日	10:30-13:30
24日	13:00-16:00
25日	10:30-15:00
26日	10:30-
27日	(3日連続)
28日	-11:00

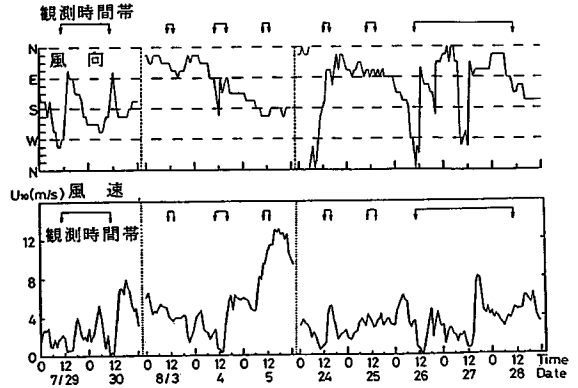


図-2 観測期間の風向・風速および観測時間帯

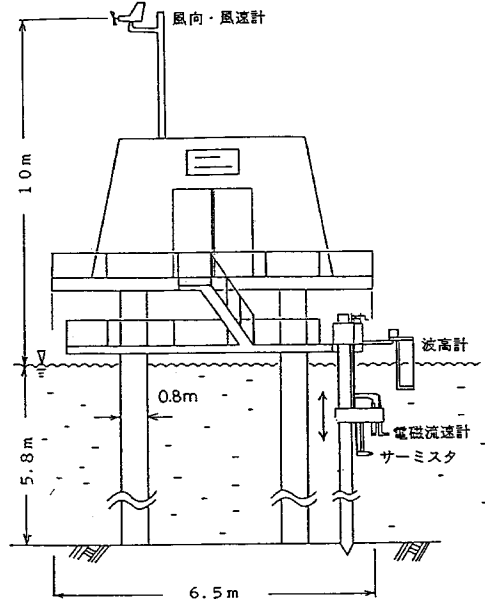


図-3 湖心観測所の側面図および計器の設置状況

図-4に8月26~28日にかけての48時間連続観測から得られた水温分布を等値線で示す。図の上端には風速の時系列が付してある。2日間とも、午前中から日射によって成層が形成され始め、正午過ぎには下層と表層の温度差は 2~3°C 程度となった。26日は 15:30 頃に風

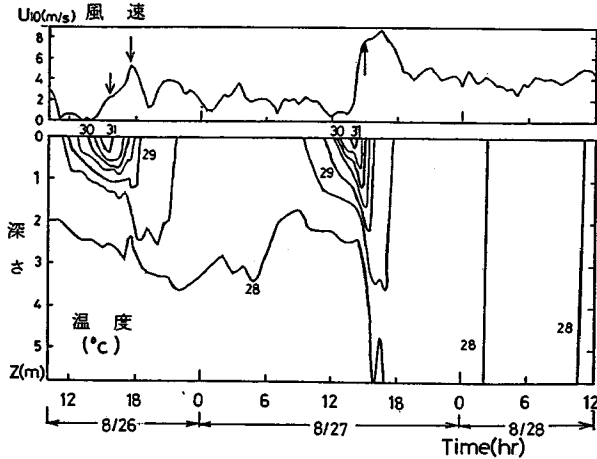


図4 水温分布の一例 (8月26日~8月28日)  
(図中の矢印は風の吹き出し時間を示している)

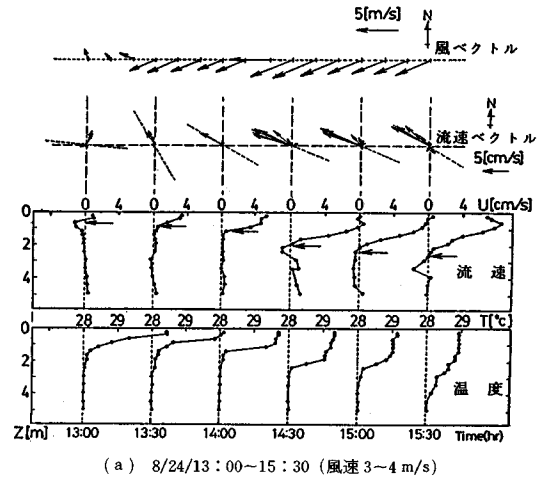
速 3 m/s, 17:30 頃に風速 5 m/s の風が吹き出している。また、27日は 14:15 頃風速 7 m/s の風がステップ関数的に吹き出している。いずれの場合も風の変化に伴って混合が生じ、温度躍層が形成されている。躍層は時間とともに低下していき、数時間程度ではほぼ水深全体が混合している。7/29, 8/4, 8/24 にも同様な温度変化が観測されており、図-4 に示した 1 日単位の躍層の形成・破壊は、夏期晴天日における湖心域の典型的な水温変動パターンであると考えられる。

(2) 流速場の変動パターン

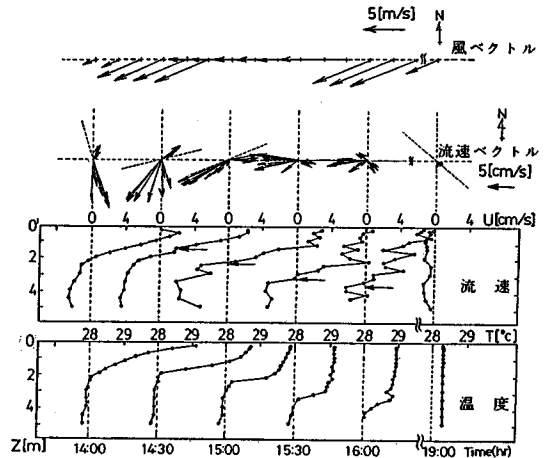
図-5 は (a) 8月24日 13:00~15:30, (b) 8月27日 14:00~16:00, および 19:00, (c) 8月26日 18:00~27日 2:00 の観測結果を示している。おのおの上段から、風ベクトル、各深度における流速ベクトルの水平成分、流速および温度の鉛直分布を示している。流速の鉛直分布は、流速ベクトル図の点線で示された面に投影した流速成分の鉛直分布である。(a) は風速が 3~4 m/s と弱い場合、(b) は 7~8 m/s と強い場合であり、(c) は夜間弱い躍層が残っている場合である。

(a) の場合は 13:30 頃海風が吹き始めており、水面付近の流速ベクトルは徐々に風の方向に向けられ、同時にシャープな温度躍層が形成されている。流体は躍層上部のみで動いており、下層はほとんど止まっている。これは運動量が下層へほとんど伝達されていないことを示している。このように流れの状況が 2 層流的であるので、以下では温度分布の変曲点を界面と称する。流速分布の図中の水平矢印は界面の位置を示している。

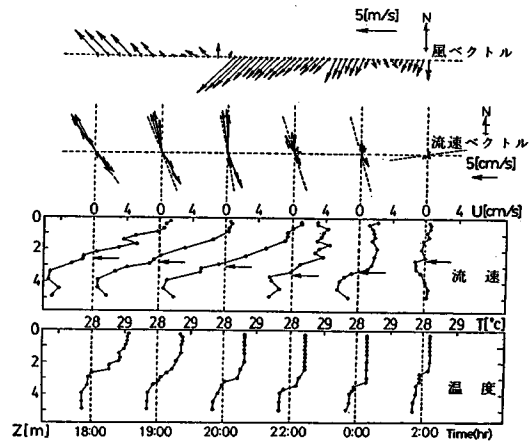
(b) の場合は、海風が吹き出す以前から流れが存在し、上層は南南東、下層は北北東とそれぞれ別の方向に動いていた (この流れの起動力は明らかではないが、可能性として水温の平面的不均一による密度流が考えられる。



(a) 8/24/13:00~15:30 (風速 3~4 m/s)



(b) 8/27/14:00~16:00, 19:00 (風速 7~8 m/s)



(c) 8/26/18:00~8/27/2:00 (風速 0~6 m/s)

図-5 流速および温度の鉛直分布  
(流速鉛直分布の←は界面の位置を示す)

水温の平面的不均一が生じる原因としては、日射量や風の平面的な変化が考えられるが、今回の観測は一地点で行っているため、その原因を明らかにすることはできなかった。しかし、海風が吹き出した後は(a)と同様にすみやかに躍層が形成され、その付近で流速が急変するようになり、以後流向の変化点と界面の位置がほぼ一致して下降していった。また、躍層が湖底に到達し水深全体に混合すると、流速分布は水深全体で一様となり、流速値はほぼゼロからわずかに負の値を示した。これは、吹き寄せに伴う水面のセットアップが生じたためであると考えられる。霞ヶ浦は盆状の形状であるので、セットアップが生じると湖心域は弱い逆流となる<sup>6)</sup>。

(c) の場合は日中は(a)、(b)と同様海風によって躍層が形成され、下降していったが、海風が2時間程度で弱まったため、水深全体に混合せず、夜間まで躍層が残ったケースである。20:00頃風が強まり、再びシャープな躍層が形成された。22:00~0:00にかけて上下層の温度差は0.5°C程度であるが、界面の位置で流速が急変している。このことから、0.5°C程度の温度差でも流速場に強い影響を及ぼすことがわかった。

以上のように、日成層の温度差は最大でも3°C程度であったが、流速場に与える影響は大きく、晴天日の吹送流の流速分布は温度躍層に強く規定されているといえる。

(3) 乱れ強度の鉛直分布

Yoshikawa, I. et al.<sup>7)</sup>による吹送流の室内実験では、吹送流の運動量輸送において支配的な乱れが風波の卓越周波数より低周波側にあることが示されている。その場合は流速成分から波動成分を分離して乱れ成分を求めることは比較的容易である。

しかし現地観測では、実験室より1オーダー大きな波が存在し、波動成分と乱れ成分の周波数の大小関係が上記の関係になっているかどうか不明であった。また30秒間の記録で十分とらえられるかどうか不明であった。そこで、2.(3)に述べた定時測定の場合に、一点につき5分間の連続測定(以下長時間測定とよぶ)を行った。図-6(d)に長時間測定が行われた時間および測定位置の深さを界面位置とともに示す。図-6(a)、(b)、(c)はそれぞれそのときの有義周期、有義波高、風速の変化を示している。

図-7は、(a)水位変動 $\eta$ のスペクトル、(b)鉛直流速 $w$ のスペクトル( $z=40$  cm)、(c) $\eta$ と $w$ のクロススペクトルの一例を示している。水面波のスペクトルは1 Hz付近にピークをもつ。 $w$ のスペクトルも1 Hz付近にピークをもつが、さらに低周波部分にも大きなエネルギーを有している。 $\eta$ と $w$ のクロススペクトルから、 $w$ の1 Hz付近の変動のエネルギーは水面波によって引き

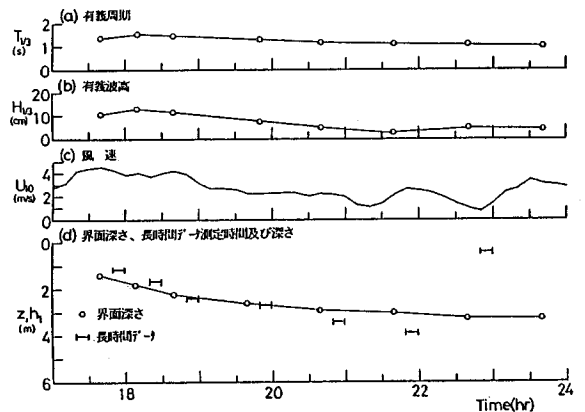
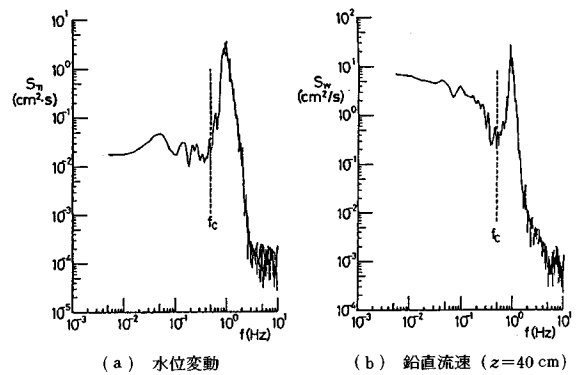
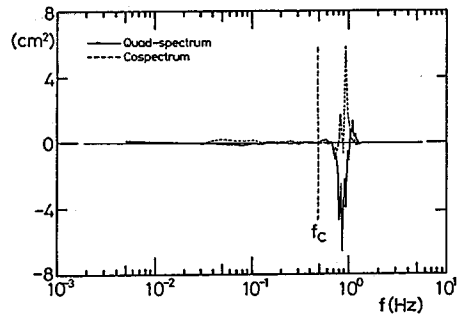


図-6 長時間データの測定時間および深さ (7/29)



(a) 水位変動 (b) 鉛直流速 ( $z=40$  cm)



(c) 水位変動と鉛直流速のクロススペクトル

図-7 水位変動 $\eta$ と鉛直流速 $w$ のスペクトルの一例 (7/29/22:50)

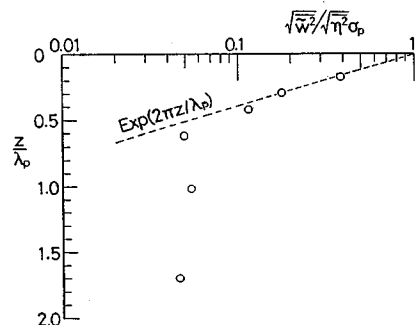


図-8 鉛直流速の波動成分 $\tilde{w}$ の鉛直分布

起こされていることがわかる。そこで図中の点線で示す周波数  $f_c$  より低周波側を乱れ成分 ( $w'$ ), 高周波側を波動成分 ( $\bar{w}$ ) と仮定し, 次式によって両者の強度を求めた。

$$\overline{w^2} = \int_{f_c}^{f_u} S_w df \dots\dots\dots (1)$$

$$\overline{w'^2} = \int_{f_a}^{f_c} S_w df \dots\dots\dots (2)$$

$f_a$  は計算下限周波数 (データ長で決まる),  $f_u$  は計算上限周波数で (サンプリング周期で決まる) であり, 図-7 の例では,  $f_a = 4.9 \times 10^{-3}$  Hz,  $f_u = 10$  Hz となる。

図-8 に  $\overline{w^2}$  の鉛直分布を示す。図の無次元化に用いた量はそれぞれ,  $\sigma_p$ : スペクトルのピーク角周波数,  $\lambda_p$ : ピーク周波数に対応する波の波長 (ここでは微小振幅波理論を用い  $\sigma_p$  から算出した),  $\eta$ : 水面変位であり, 各測定時間の値を用いている。図-8 のように  $\overline{w}$  は指数関数的に深さ方向に減衰しており,  $\overline{w}$  のほとんどは波動成分であると考えられる。したがって, この方法によって波動成分を分離することが可能であると考えられる。

そこで水平成分 ( $u$ (東),  $v$ (北)) についても同様な処理をし, 乱れ強度を算出した。その結果を図-9 に示

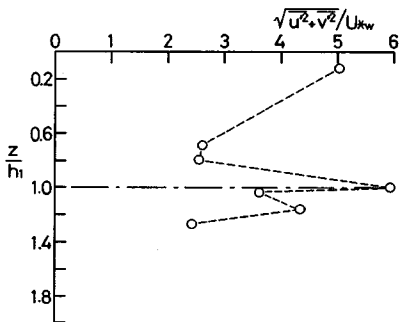


図-9 水平流速の乱れ強度分布 (長時間データ, 7/29)

す。ここに, 縦軸は測定水深をその時点の界面深さ  $h_1$  で無次元化した量をとっている。なお水面の摩擦速度  $U_{*w}$  は式 (3), (4) によって得られる気流の摩擦速度  $U_{*a}$  を式 (5) によって換算して求めた<sup>8)</sup>。

$$U_{*a}^2 = C_{10} U_{10}^2 \dots\dots\dots (3)$$

$$C_{10} = 0.5 (U_{10})^{0.5} \times 10^{-3} \dots\dots\dots (4)$$

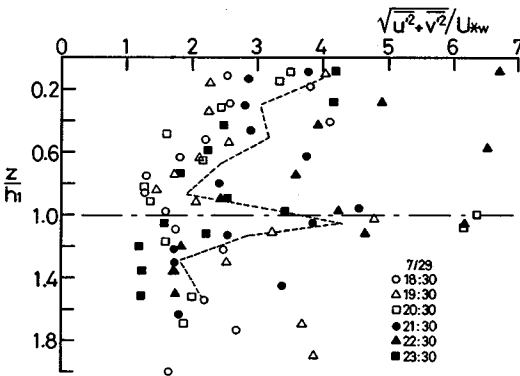
$$U_{*w} = \sqrt{\frac{\rho_a}{\rho_w}} U_{*a} \dots\dots\dots (5)$$

ここに,  $C_{10}$ : 風応力係数,  $U_{10}$ : 10 m 高さの風速 (m/s),  $\rho_a$ : 空気の密度,  $\rho_w$ : 水の密度である。

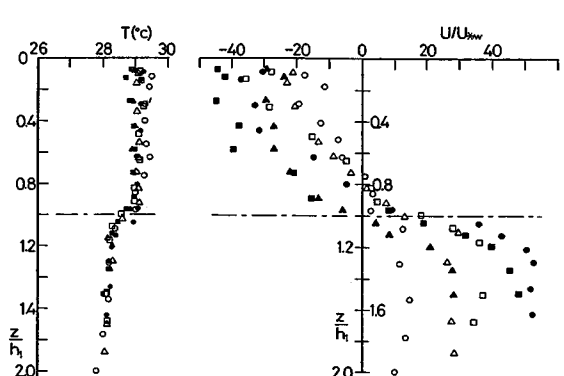
図-6 に示したように長時間測定の間は互いにかなり離れており, その間に風速や界面の位置が変化しているので, 図-9 の分布形は乱れの強度分布の真の姿を必ずしも表わしていないおそれがある。そこで短い時間 (15分) で取られている定時測定データのについても同様な処理を行い乱れ強度分布を求めた。ただし, こちらの方は一点での記録時間が短いので (30秒) 結果のばらつきが大きくなる。したがって, 両者を比べて総合的に判断する必要がある。

定時測定データから求められた水平流速の乱れ強度分布を図-10(a) に示す。かなりばらつきが大きいが, 各層で平均化して結ぶと破線のようになり, 図-9 の分布形とほぼ一致する。これらから界面付近において乱れ強度がかなり増大していることがわかる。図-10(b), (c) は図-10(a) と同時刻の温度分布と流速分布である。これらの対応から, 日成層形成時の吹送流は, 1°C というわずかな温度差であっても, 塩水くさびのような二層流の性質をもち, 界面でのせん断によってかなりの強度の乱れが発生すると考えられる。

図-11 は (a) 浦・廣畑<sup>9)</sup>および (b) 鶴谷ら<sup>10)</sup>が行った風洞水槽実験から得られた水平流速の乱れ強度の分布である。浦・廣畑の実験では乱れ強度は水深とともに単調に減少するが, 鶴谷らの実験では界面付近に乱れ強度



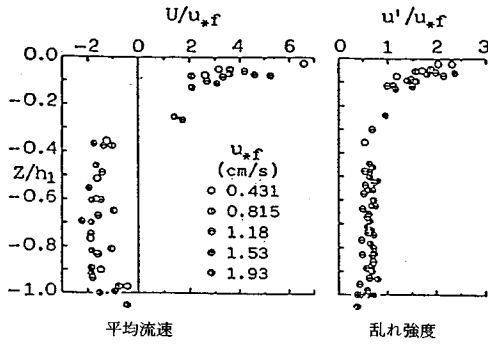
(a) 水平流速の乱れ強度分布 (定時測定データ)



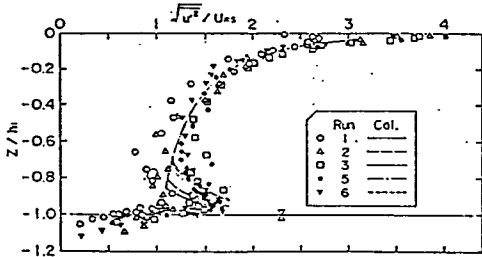
(b) 温度分布

(c) 流速分布

図-10



(a) 浦・廣畑<sup>9)</sup>の実験結果



(b) 鶴谷ら<sup>10)</sup>の実験結果

図一11 風洞水槽実験で得られた乱れ強度分布

のピークが存在する。この差の原因は実験条件の違いにあると考えられる。浦・廣畑の実験は水槽内に静止した二層流体の上に風を加えているので、定常状態では上層流体内に循環流が生じ、界面では大きなせん断力は発生しない(図一12(a))。一方鶴谷らの実験では図一12(b)のように水路の中に仕切り板を入れることによって反流が仕切り板の下を流れるようにしたため、界面に強いせん断が発生している。この違いによって乱れ強度分布に差が生じたと考えられる。著者らの現地観測では、図一10(c)に示したように界面付近で大きな速度勾配が生じており、このため鶴谷らの実験と一致した分布になったと考えられる(このことは浦・廣畑の実験が現実的でないことを示すものではない。湖が小さいか、あるいは吹送時間が十分長ければ、図一12(a)の状態が生じ得る)。

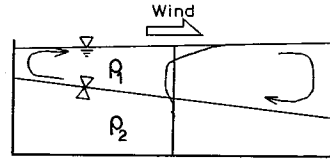
以上のように、日成層形成時の吹送流は平均流速分布も乱れ強度分布も塩水くさびのような二層流に類似した特性をもつと考えられる。

#### 4. 検 討

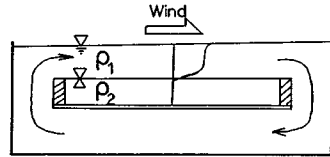
##### (1) 連行則の検討

図一5に示したように、温度躍層の低下によって吹送流の流速分布が時々刻々変化する。そこで本節では躍層の低下速度を規定する連行則について検討する。

湖の温度の鉛直分布は主に①日射や熱放射等による加熱・冷却、②風や流れによる鉛直混合、③水平移流・拡



(a) 浦・廣畑<sup>9)</sup>の実験



(b) 鶴谷ら<sup>10)</sup>の実験

図一12 風洞水槽実験の模式図

散、によって変化する。連行則は②に関するものであるので、現地データを用いて連行則を検討するにあたって、①や③が温度分布に及ぼす影響を除去するか、またはそれらの影響の少ないデータを選び出す必要がある。

まず加熱・冷却の影響を除くために、水のもつ熱量の鉛直積分値がおおむね保存されている時間帯のデータを用いることとした。熱量保存の目安として次の値の一定性を調べた。

$$\varepsilon gh_1 = \int_0^{h_1} \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2} dz \dots \dots \dots (6)$$

ここに、 $\varepsilon$ ：代表相対密度差、 $\rho_1$ ：上層密度、 $\rho_2$ ：下層密度の代表値、 $h_1$ ：界面深さ、 $z$ ：水面から鉛直下方に取られた座標、である。図一13に連行則の検討を行った時間帯における $\varepsilon gh_1$ の変化を示す。図中のローマ数字は解析データ番号である。 $\varepsilon gh_1$ の変化は最大で20% (Case III)であるが、他はおおむね10%程度であり、温度差の測定誤差から考えてはほぼ一定とみなせる。

水平移流・拡散の影響は、本観測が一地点で行われているため、確認することはできなかった。しかし風が平面的にある程度一様に吹き、初期の温度分布も平面的に一樣であったとすると、単純に考えて、次の関係が成立している間は水平移流・拡散による温度変化はほとんど生じないであろう。

$$\frac{u_m T}{L} \ll 1 \dots \dots \dots (7)$$

ここに、 $L$ ：湖心域の水平スケール、 $u_m$ ：吹送流の代表流速、 $T$ ：吹き始めからの時間である。以下の解析では $T$ が3時間以内のデータを用いた。 $L \approx 6 \text{ km}$ 、 $u_m \approx 10 \text{ cm/s}$ とすると、 $u_m T / L \sim 0.18$ となっている。

従来の多くの研究において連行則は次の形式で記述されている。

$$E = A \cdot Ri^{-n} \dots \dots \dots (8)$$

$$E = U_e / V, U_e = dh_1 / dt, Ri = \varepsilon gh / V^2$$

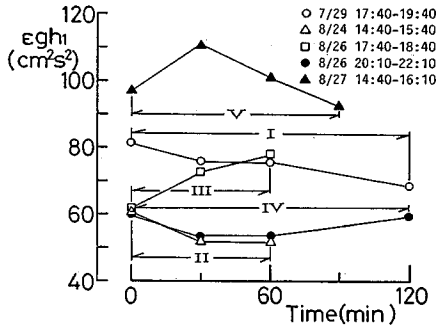


図-13 熱量代表値  $\epsilon gh_1$  の時間変化

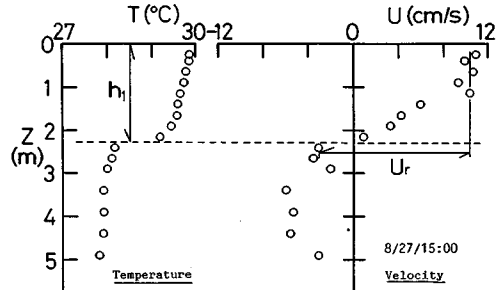


図-16 躍層深さ  $h_1$  および相対流速差  $U_r$  の定義

ここに、 $U_e$ :連行速度、 $h_1$ :混合層厚さ(界面深さ)、 $V$ :速度スケール、 $\epsilon$ :相対密度差、 $g$ :重力加速度、 $A$ 、 $n$ :定数、であり、指数  $n$  の値は温度成層の場合には1、淡塩水成層の場合には3/2になるといわれている。上式の速度スケール  $V$  には混合に寄与する乱れ強度に支配的な速度量が代入されるが、具体的には現象の性質によって異なる。たとえば大気混合層上端の連行現象では日射により生じる浮力フラックスから作られる鉛直乱れ強度特性量が用いられる。また塩水くさびなどの二層流では上下層の平均流速差が用いられる。吹送流による連行現象では、 $V$  に代入すべき代表速度として水面摩擦速度  $U_{*w}$  と界面における流速差  $U_r$  が考えられ、どちらを使用すべきかという問題が生じる。最近浦ら<sup>11)</sup>は風洞水槽実験の結果を整理し、乱れのマクロスケール等を用いて普遍的な連行則を追求しようとしている。しかし現地観測ではそこまで検討できるほどの詳細な乱れ特性をとらえられない。そこで、 $V$  として  $U_{*w}$  と  $U_r$  を用いた2種類の整理を行い、どちらが従来提案されている関係に近い結果を与えるかを調べることにした。

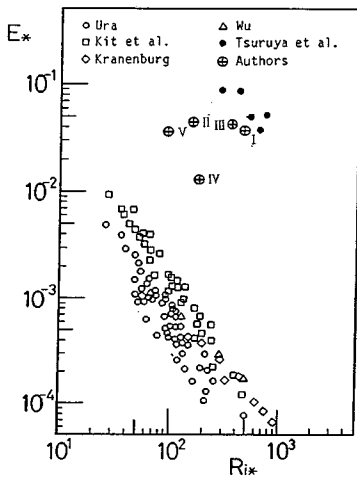


図-14 摩擦速度  $U_{*w}$  で整理した  $E-Ri$  の関係

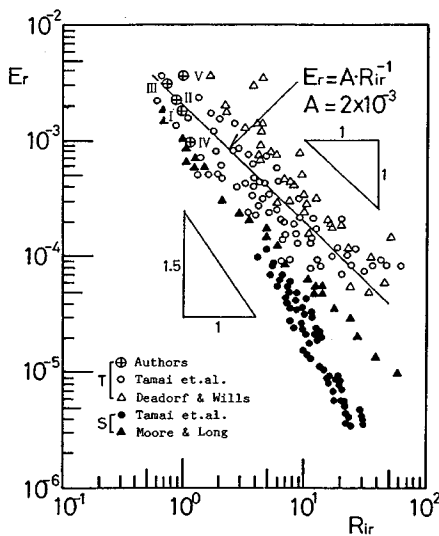


図-15 上下層の流速差  $U_r$  で整理した  $E-Ri$  の関係  
(T:温度二相流, S:淡塩二相流)

図-14に  $U_{*w}$  で整理した結果を示す。比較対象として浦ら<sup>11)</sup>が整理した風洞水槽実験(淡塩水)の結果を用いる。風洞水槽実験では多くの場合図-12(a)に示したように上層に環流が生じて界面のせん断力が小さくなる。その結果混合に寄与する乱れは水面から供給される乱れが支配的となり、連行則が  $U_{*w}$  を代表速度として記述できると考えられる。さて、現地観測データから算出された連行係数の値は、風洞水槽実験の結果とは大きく異なり、通常のかき乗則に従っていないことがわかる。

図-15に上下層の相対流速差  $U_r$  を代表速度  $V$  として整理した結果を示す。比較対象として玉井ら<sup>12)</sup>が整理した二層流実験の結果を用いる。なお、相対流速差  $U_r$  の定義を実測値を例に取って図-16に示す。図-15は淡塩水二層流と温度二層流を分類してあり、それぞれ  $-2/3$ 、 $-1$  乗に従っている。このかき乗の違いはベクレ数の違いによることが知られており<sup>13)</sup>、両者とも連行則が上下層の相対流速差によって特性づけられることは共

通している。観測結果は温度二層流の既存のデータの傾向と一致しており、式 (18) の  $A$  の値は  $2 \times 10^{-3}$  が妥当であると考えられる。

以上の結果は、日成層の連行現象が水面から供給される乱れによって直接的に生じると考えるより、むしろ塩水くさびなどの二層流の連行現象と同様に界面でのせん断の強度に支配されていると考える方が妥当であることを示している。このことは図-10(a) に示した乱れ強度の分布が界面の近くで極大値をとることに符合する。

なお、ここで用いた諸量の値を表-2 にまとめた。

(2) 混合モデル

以上の観測結果を踏まえ、日成層が形成されている場合の吹送流の運動モデルを検討する。

図-17 に示すように湖全体を1つのボックスと考え式を立てる。図-18 は観測時間帯に風向頻度の高かった北東方向の湖心域の横断図である。計算対象領域はこのスケールにあわせて半径3 km、水深5.8 m の円形の湖とした。水面および界面の傾き  $\beta$ 、 $\gamma$  は十分小さいとし、温度分布、流速分布は湖心の分布形で代表できるものとする。したがって、上層、下層それぞれで鉛直に積分した運動量のつり合い式および連続方程式は次のようになる。

$$\frac{d}{dt}(h_1 \bar{U}_1) = -g\beta h_1 + \frac{\tau_s}{\rho_1} + \bar{U}_2 \frac{dh_1}{dt} \dots \dots \dots (9)$$

$$\frac{d}{dt}(h_2 \bar{U}_2) = -g\beta h_2 - \varepsilon g \bar{\gamma} h_2 - \bar{U}_2 \frac{dh_1}{dt} - f \bar{U}_2 |\bar{U}_2| \dots \dots \dots (10)$$

$$\bar{U}_1 h_1 + \bar{U}_2 h_2 = KL^2 \frac{d\beta}{dt} \dots \dots \dots (11)$$

$$\bar{U}_2 h_2 = KL^2 \frac{d\gamma}{dt} \dots \dots \dots (12)$$

ここに、 $h_1$ 、 $h_2$ ：上下層厚さ、 $U_1$ 、 $U_2$ ：上下層の平均流速ベクトル、 $\tau_s$ ：水面応力、 $\beta$ 、 $\gamma$ ：それぞれ水面、界面勾配、 $\rho_1$ ：上層密度、 $\varepsilon$ ：相対密度差、 $g$ ：重力加速度、 $f$ ：底面の摩擦係数（ここでは滑面として与えた）、 $K$ ：湖の形によって決まる定数（円形の場合、 $1/6$ ）、 $L$ ：湖の直径、である。なお、界面抵抗は連行による抵抗に比べて十分小さいと考えられるので無視している。

4.(1) の結果から連行則として次式を用いる。

$$\frac{dh_1}{dt} = C \frac{|\bar{U}_1 - \bar{U}_2|^3}{\varepsilon g h_1} \dots \dots \dots (13)$$

ここで、 $C$  の値を決定する必要がある。4.(1) では連行則に相対流速差を用いており、本モデルでは平均流速差を用いているため、相対流速差と平均流速差の関係を求める必要がある。図-19 は上層の相対流速を相対流

表-2 連行則の検討に用いた諸量の値

No.	Date Time	$U_{10}$ (m/s)	$U_{10r}$ (cm/s)	$U_r$ (cm/s)	$h$ (cm)	$\varepsilon gh$ (cm <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> )	$U_e$ (cm/s)	$Er$	$Rir$	$E_k$	$Rik$
I	7/29 17:40	4.5	0.501	8.2	150	81.2	$\times 10^{-2}$	$\times 10^{-3}$		$\times 10^{-2}$	$\times 10^2$
	18:10	3.9	0.419	7.1	205	75.9					
	18:40	4.1	0.446	10.4	240	75.2					
	18:40	2.5	0.240	10.0	265	68.1					
			0.401	8.9		75.1					
II	8/24 14:40	5.0	0.572	8.8	210	60.3	2.64	3.04	0.724	4.63	1.64
	15:10	5.0	0.572	8.6	230	51.4					
	15:40	5.0	0.572	8.6	270	51.4					
			0.572	8.67		54.4					
III	8/26 17:40	5.4	0.630	9.2	205	61.3	1.94	2.16	0.872	4.25	3.40
	18:10	4.3	0.474	9.0	255	72.6					
	18:40	2.7	0.265	8.8	275	78.0					
			0.456	9.0		70.6					
IV	8/26 20:10	6.3	0.763	10.2	300	59.6	0.67	0.957	1.153	1.24	1.93
	20:40	5.3	0.615	6.2	315	53.5					
	21:10	4.0	0.433	5.6	315	53.5					
	22:10	3.4	0.353	6.0	350	59.3					
			0.541	7.0		56.5					
V	8/27 14:40	7.1	0.886	10.0	170	97.0	3.69	3.57	0.943	3.70	1.01
	15:10	7.8	0.997	13.0	230	111.3					
	15:40	8.0	1.03	11.0	325	101.9					
	16:10	8.3	1.08	7.5	360	92.4					
			0.998	10.3		100.7					

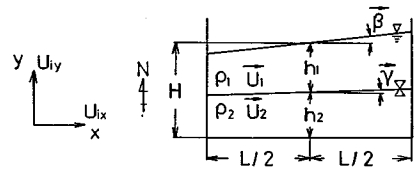


図-17 混合モデルの変数の定義

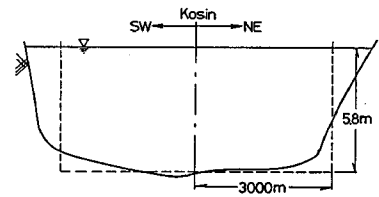


図-18 湖心域の横断図（北東-南西）

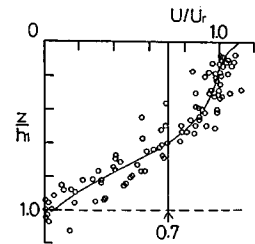


図-19 無次元化された露層上層の流速分布



速差で、水面からの深さを界面深さで無次元化して示したものである。これより流速分布に相似性のあることがわかる。図中の実線は最小二乗法で求めた曲線であり、これより求めた平均流速差と相対流速差の関係は次式となる。

$$|\bar{U}_1 - \bar{U}_2| = 0.7 U_r \dots \dots \dots (14)$$

4. (1) の結果 ( $A=2 \times 10^{-3}$ ) と上式から、 $C=6 \times 10^{-3}$  となる。

また、水面での熱の出入りが無視できる場合を対象として、初期に与えた熱量が保存されるとすると、次式を得る。

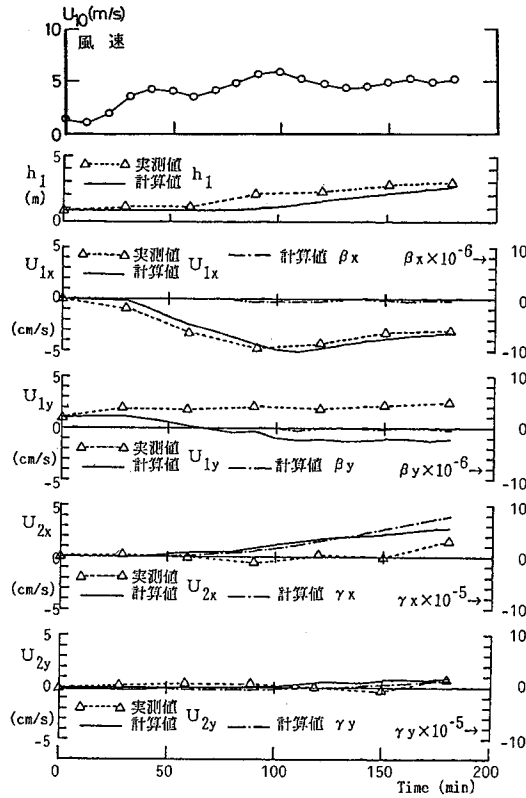
$$\epsilon g h_1 = (\epsilon g h_1)_0 = \text{const.} \dots \dots \dots (15)$$

( )<sub>0</sub> は初期値を表わしている。以上の式は一階の連立常微分方程式であるので、初期条件として上層、下層の平均温度、流速値を与え、ルンゲクッタ法で積分する。ただし、 $\beta$  と  $\gamma$  の初期値はわからないので、ここではゼロとした。

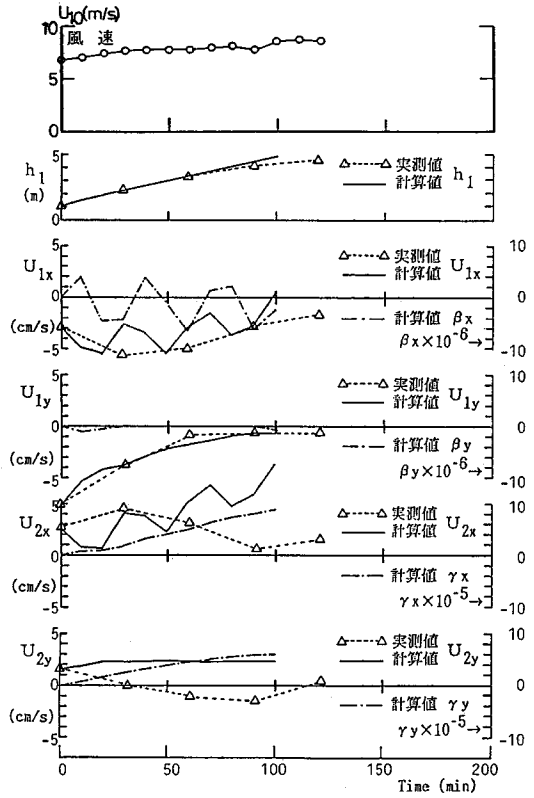
計算結果の一例を図-20 に実測値とともに示す。(a) は風速が 3~4 m/s の場合であり、(b) は 7.5~8 m/s の場合である。単純なモデルであるにもかかわらず、風速変化に対応して混合層厚さや上層流速の変化がよく表

現されている。Case (b) では  $\beta$  と  $U_1$  の計算値が振動しているが、その原因は  $\beta$  と  $\gamma$  の初期値の与え方の問題であると考えられる。Case (b) は図-5 の (b) に対応しているが、そこで述べたように、風が吹き始める以前から流れが存在しており、したがって  $\beta$  と  $\gamma$  の初期値はおそらくゼロではないと考えられる。この初期条件の不均衡が振動を生じさせたと思われる。いずれにせよ、平均的な変化傾向としては実測値と計算値はよく一致しているといえよう。

振動分を除いて考えると、 $\beta$  (水面勾配) の値は計算途中からあまり変化しなくなっている。一方  $\gamma$  (界面勾配) は継続して増加している。また、 $\gamma$  と  $\beta$  の大きさを比較すると、前者は後者の 10~100 倍程度となっている。仮に  $\gamma$  と  $\beta$  の間に静的平衡状態を想定すると、相対密度差が  $10^{-4}$  のオーダーであることから、前者は後者の  $10^4$  倍程度になる。このことから、風が吹き始めて数時間程度では水面と界面の静的平衡状態が形成されていないことがわかる。上下層の流速の絶対値および上下層水深が同じオーダーである限り、界面の静的平衡状態が達成されるに要する時間は水面の静的平衡状態達成に要する時間の  $10^4$  倍のオーダーとなる。霞ヶ浦のように



Case (a) 8/24/13:00~



Case (b) 8/27/14:30~

図-20 計算結果の例

浅い湖では、日成層は数時間のオーダーしか存在しないことが多いので、上記の事実は“よほど小さい湖を除けば、日成層の存在する場での吹送流は多くの場合非平衡である”ことを示唆している。

なお本モデルでは日射や熱放射による熱量の出入りを考慮していないが、ここでの計算の目的は温度場と速度場の相互作用を式(9)~(13)の形で説明できるか否かを確かめることであり、その意味で図-20に示した結果は満足できるものであると考えている。

## 5. おわりに

以上述べてきたように、吹送流の特性は日成層の有無および状態に依存する。また、日成層の混合過程は吹送流に依存する。日成層は日々の日射によって形成される頻度の高い現象であることから、湖水の流動をとらえるうえで吹送流と日成層の相互干渉機構を明らかにしていくことが重要となる。また、日成層が存在する場合には躍層上層のみが風方向に流動するため、同じ風速のもとでは、日成層がない場合よりも吹送流速が大きくなる。したがって、水平方向の物質の移動を取り扱う場合にも吹送流と日成層の相互干渉を明らかにすることが重要である。以下、本研究の主要な結論を述べる。

(1) 日成層の温度差は最大 $3^{\circ}\text{C}$ 程度であるが、流速場に与える影響は大きい。躍層が形成されると、界面より下層への応力の伝達は抑制され、したがって、吹送流の流速分布は躍層によって大きく影響される。このような特性は $0.5^{\circ}\text{C}$ 程度の温度差でも生じている。

(2) 吹送流の乱れ強度の鉛直分布は躍層付近でピークをもつ。このことから、日成層が存在する場での風による鉛直混合は、吹送流により内部界面に発生する乱れが重要な役割を演じていると考えられる。

(3) 混合層の連行速度は上下層の流速差を速度スケールに用いる二層流の連行則(式(13))に従うと考えられる。そこで、湖を1つのボックスとして二層流動モデルを構築し、計算結果と観測結果を比較したところよい一致をみた。

謝辞：現地観測を行うにあたり、建設省関東地方建設局霞ヶ浦工事事務所に種々の便宜をはかって頂いた。

また、観測機器の設置にあたって(株)計測技研の松岡技師にご助力を頂いた。データをまとめるにあたって、水理委員会若手研究分科会の研究仲間である、鶴谷広一氏(運輸省港湾技研)、富所五郎氏(信州大)、福島武彦氏(環境庁国立公害研)、大久保賢治氏(京大防災研)、木村富士男氏(気象庁気象研)からご助言を頂いた。さらに測定にあたって、東工大大学院生の小関昌信君、曾我寿孝君、植松仁君を始め東工大水工研究室の学生諸君に多大な協力を頂いた。記して、謝意を表します。

## 参考文献

- 1) 大久保賢治・村本嘉雄：浅水湖の吹送流と渦粘性係数，第32回水理講演会論文集，pp.335~340，1988。
- 2) 檜谷 治・道上正規・鈴木幸一：湖山池における吹送流観測，第32回水理講演会論文集，pp.311~316，1988。
- 3) 石川忠晴・田中昌宏・小関昌信：湖面に働く風応力の現地観測，第32回水理講演会論文集，pp.305~310，1988。
- 4) 石川忠晴・田中昌宏・小関昌信：日々の日射によって形成される弱い温度躍層と吹送流の相互干渉，第32回水理講演会論文集，pp.323~328，1988。
- 5) 石川忠晴・田中昌宏・山崎真一・鈴木宏一：海風フロントの構造と伝播特性，土木学会論文集，第375号/II-6，pp.261~270，1986。
- 6) 村岡浩爾・福島武彦：霞ヶ浦(西浦)の湖流，国立公害研究所研究報告，第19号，1981。
- 7) Yoshikawa, I. et al.: Turbulent Structure in Water under Laboratory Wind Waves, J. Oceanogr. Soc., Japan, Vol.44, pp.143~156, 1988。
- 8) 土木学会：水理公式集—昭和46年版—，p.578。
- 9) 浦 勝・廣畑浩司：二成層場の吹送流の乱流構造と連行現象，第31回海岸工学講演会論文集，pp.650~654，1984。
- 10) 鶴谷広一・中野 晋・一戸秀久：吹送流の混合と乱れ特性，第31回海岸工学講演会論文集，pp.655~659，1984。
- 11) 浦 勝・岩永 洋・淡谷武司：二成層場の吹送流の乱れ構造と連行係数，第43回海岸工学講演会論文集，pp.641~645，1987。
- 12) 玉井信行・浅枝 隆・渡辺幸喜・管 和利：低レイノルズ数の成層密度流における混合，第40回土木学会年次学術講演会講演概要集，II，pp.337~338，1985。
- 13) 道奥康治・室田 明・口田光也：振動格子擾乱により誘起される鉛直混合過程の数値計算，第42回土木学会年次学術講演会講演概要集，II，pp.12~13，1987。

(1988.4.4・受付)