

風外力が及ぼす密度成層水域の内部流動シミュレーション

川崎 浩司*・尹 鍾星**・中辻 啓二***

1. はじめに

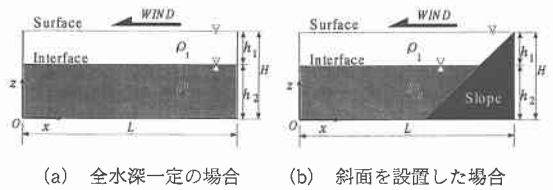
青潮現象は、水塊中に含まれる硫黄イオンが酸化して水表面を乳白色に変える現象である。その発生原因は、風作用による底層の無(貧)酸素水塊の湧昇といわれている。そのため、風影響下での密度成層場の内部特性に関する研究が水理実験を中心に行われてきた(例えば、中辻ら, 1991; 尹ら, 1993a, 1993b)。しかし、琵琶湖の現地観測では、風停止後、底層付近での強い北向き流れの発生と密度界面の急激的な変化が確認されている(Hayamiら, 1996)。このことは、風作用下のみならず、風停止後での密度成層水域の内部流動を解明する必要があることを示唆している。しかしながら、その物理機構に関しては十分に解明されていないのが現状である。また、風外力が及ぼす密度成層水域の内部流動は非定常現象であるため、水理実験によりその内部構造を定量的に検討することは難しい。数値モデルにより、水理実験や現地観測で得られる定性的な特性の再現性を確認し、定量的に物理現象を評価するのが合理的であると考えられる。

そこで、本研究では、風作用下・風停止後での二成層密度水域の界面変動特性とその内部流動を、数値計算により解明することを目的とする。

2. SIMPLE 法に基づく数値計算手法

2.1 基礎方程式と境界条件

基礎方程式は、連続方程式、Boussinesq 近似を施した運動方程式、密度の保存式、さらに乱流エネルギー k とエネルギー逸散率 ϵ の輸送方程式で構成される。また、計算手法として、境界条件の取り扱いが比較的容易で計算の安定性に優れた SIMPLE 法 (Patankar, 1980) を採用した。水表面境界では、圧力に対して rigid lid を仮定するとともに、風応力による運動量の供給が存在し、乱流浮力フラックスがないとした。一方、壁面境界では、対数速度分布則を考え、乱流浮力フラックスがないとした。



(a) 全水深一定の場合 (b) 斜面を設置した場合

図-1 計算対象領域

なお、開放性水域の場合、境界を介して流れが流入・流出できるように条件を設定し、密度界面を通しての鉛直拡散が生じないものとした。なお、計算手法の詳細については、尹 (1994) を参照されたい。

本研究では、図-1 に示すように、計算対象領域を全水深一定の場合と斜面を設置した場合の 2 種類とした。座標系は、風下端部の底面に原点をとり、風上方向に x 軸、鉛直上向きに z 軸とした。

2.2 計算アルゴリズム

図-2 に示すフローチャートを用いて、計算アルゴリズムを説明する。まず、幾何学的形状・境界条件および初期条件を設定する。つぎに、仮の圧力値を用いて、 x, z 方向の運動方程式を計算する。こうして得られた仮の流速場のもとで圧力補正方程式を解き、圧力補正值 p' を介して圧力値と流速値を補正する。さらに、乱流場を算定し、境界値を更新する。最終的に、規定する収束判定条件を満足していれば、各従属変数の値を決定することができる。以上述べた計算フローを時間ステップごとに繰り返すことにより、時系列計算が可能となる。

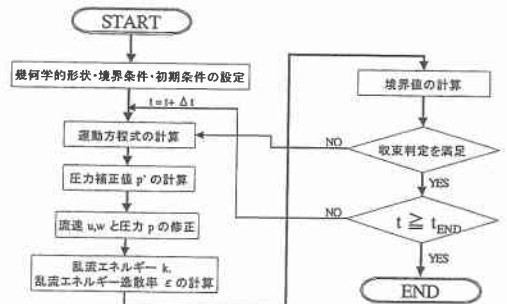


図-2 計算フローチャート

* 正会員 博(工) 大阪大学大学院助手 工学研究科土木工学専攻
** 正会員 工 博 仁済大学校助教授 土木工学科
*** 正会員 工 博 大阪大学大学院教授 工学研究科土木工学専攻

3. 風外力が及ぼす閉鎖性水域の内部特性

3.1 計算条件

表一に示すように、計算条件は尹ら (1993a) が行った閉鎖性水域での成層吹送流の水利実験と同じ値を設定した。ここで、表中の記号は、 u_* : 水表面の摩擦速度、 h_1 : 上層の水深、 H : 全水深、 $\Delta\rho$: 上下層間の密度差、 W_e : Wedderburn 数 ($=R_i \times 2h_1/L$, R_i : Richardson 数 ($=\Delta\rho gh_1/\rho u_*^2$)) である。なお、本計算では、風作用時間を $t^* \leq 2.17$ までとした ($t^* = t/t_0$, ここで、 t : 送風開始からの時間、 $t_0 = h_1/u_*$)。それ以降 ($t^* > 2.17$) では、風外力を作用させない条件で、つまり水表面での摩擦速度を $u_* = 0$ として計算を行った。計算領域は x 方向に $L=540$ cm, z 方向に $H=30$ cm とし, x, z 方向のメッシュ間隔をそれぞれ $\Delta x=7.5$ cm, $\Delta z=1.0$ cm と一定にした。

表一 閉鎖性水域に対する計算条件

Run	u_* (m/s)	h_1 (m)	H (m)	$\Delta\rho$ (kg/m ³)	W_e
1	6.5×10^{-3}	0.1	0.3	38	39.6
2	6.5×10^{-3}	0.1	0.3	12	13.1
3	6.5×10^{-3}	0.1	0.3	7	5.8
4	6.5×10^{-3}	0.1	0.3	4	3.4
5	6.5×10^{-3}	0.1	0.3	1	0.8

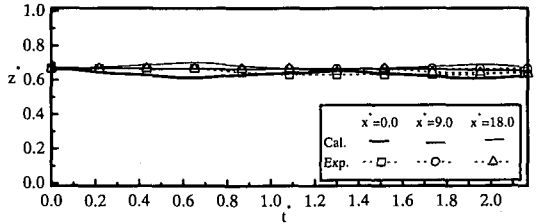
3.2 密度界面の変動特性と内部流動

Spigel・Imberger (1980) は、浮力と慣性力の比を表す Richardson (R_i) 数と水域のアスペクト比 $2h_1/L$ の積、つまり Wedderburn (W_e) 数をパラメータとして、送風中での水域の混合形態を分類した。しかしながら、風停止後での密度成層水域の内部流動に対しては検討されていない。そこで、本節では、 W_e 数と関連づけながら風作用下・風停止後における密度界面変動と内部流動の特性を議論する。

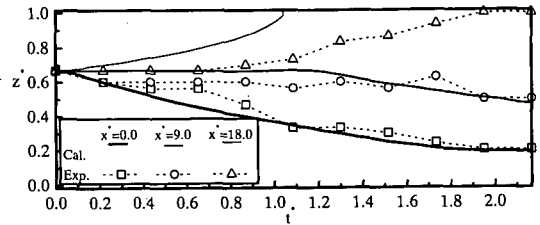
図一3, 4 は、全水深一定の場合で、それぞれ送風中と送風停止後での各地点における密度界面の経時変化を図示したものである。ここで、図の縦軸は z^* 軸 ($z^* = z/H$)、横軸は送風開始ないし送風停止後からの無次元時間 t^* である。また、図中の極細線、細線、太線はそれぞれ風上端 $x^*=18$ 、中央部 $x^*=9$ 、風下端 $x^*=0$ での計算結果を (ここで、 $x^* = x/H$)、記号は尹ら (1993a) による実験結果を表す。なお、本研究では、数値計算による密度界面を、上下層の無次元初期密度差の平均値 $\rho^* = 0.5$ として定義した。

紙面の制約上、表一に示す全ての場合に対して、図面を記載することができないが、Wedderburn 数の違いによって密度界面の変動特性を、(a) $W_e=39.6, 13.1$, (b) $W_e=5.8, 3.4$, (c) $W_e=0.8$ の3つに大別することができた。以下に、それぞれの特性について述べる。

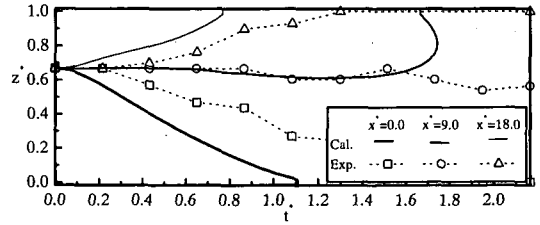
a) $W_e=39.6, 13.1$ の場合



(a) $W_e=39.6$



(b) $W_e=3.4$



(c) $W_e=0.8$

図一3 送風中での密度界面の経時変化 (全水深が一定の場合)

水域の成層度が強い場合を示す図一3(a)より、送風中、各地点での密度界面は振動しているのがわかる。しかし、その変位は他の場合と比べて極めて小さい。一方、送風停止後での場合を示す図一4(a)をみると、微小ではあるが、密度界面が周期的に変動している。このときの振動周期 T_c は、 $W_e=39.6, 13.1$ の場合、それぞれ $T_c/t_0 = 1.5, 2.8$ である。ここで、二層モデルによる内部セイシュの基本モード周期 T_i を式 (1) から算定すると、それぞれ $T_i/t_0 = 1.5, 2.7$ となる。したがって、計算値と理論値はほぼ合致していることがわかる。

$$T_i = \frac{2L}{\sqrt{\frac{\Delta\rho gh_1 h_2}{\rho H}}} \dots\dots\dots (1)$$

つぎに、風外力が及ぼす成層水域の内部流動を把握するため、図一5に水路中央部 $x^*=9$ での無次元水平方向流速 U^* の鉛直分布を示す。同図より、風停止直前 ($t^* = 2.17$) では、上層 $z^* > 0.88$ において風応力と同方向の順流が、また $0.6 < z^* < 0.88$ の範囲でそれを補償する逆流が発生している。つまり、極めて成層度が強い場合、初期密度界面付近より上層で、鉛直循環流が形成されると判断できる。しかし、風停止直後から時間が経過す

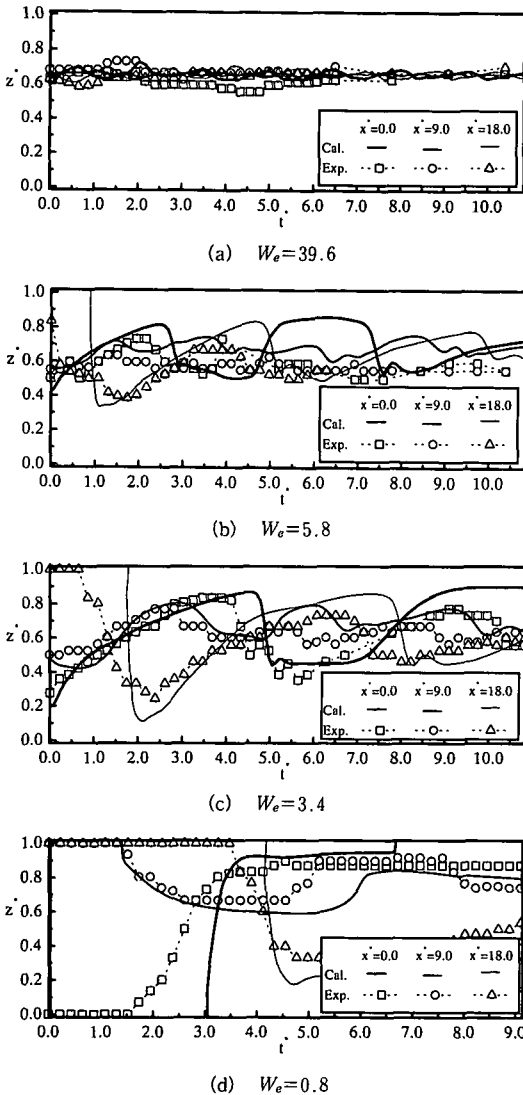


図-4 風停止後での密度界面の経時変化(全水深が一定の場合)

るにつれて ($t^* > 2.17$), 水平流速の鉛直分布が全層にわたって変化しており, 風停止後での密度成層水域の内部流動は送風中の場合と比べて大きく異なる。

以上のことから, この場合の密度界面の形態は, 風外力の影響に関係なく, 上下層水塊の混合がほとんど認められない。そして, 風が止むと, 密度界面は内部セイシュの挙動を示すことが判明した。

b) $We = 5.8, 3.4$ の場合

図-3(b)より, 送風開始直後から密度界面は大きく変動することが認められる。特に, 風上側の密度界面は上昇し, $t^* \approx 1.1$ のとき, 水表面まで達している。それに対して, 風下側の密度界面は下降している。一方, 図-4(b), (c)に示すように, 風停止後, 送風中に水表面まで

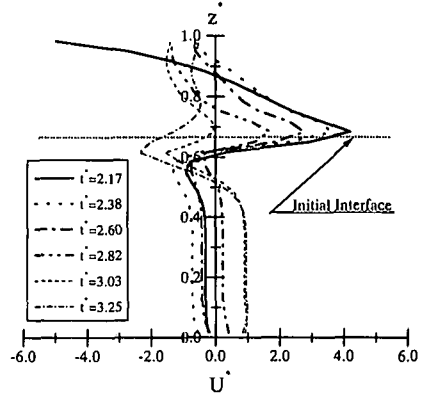
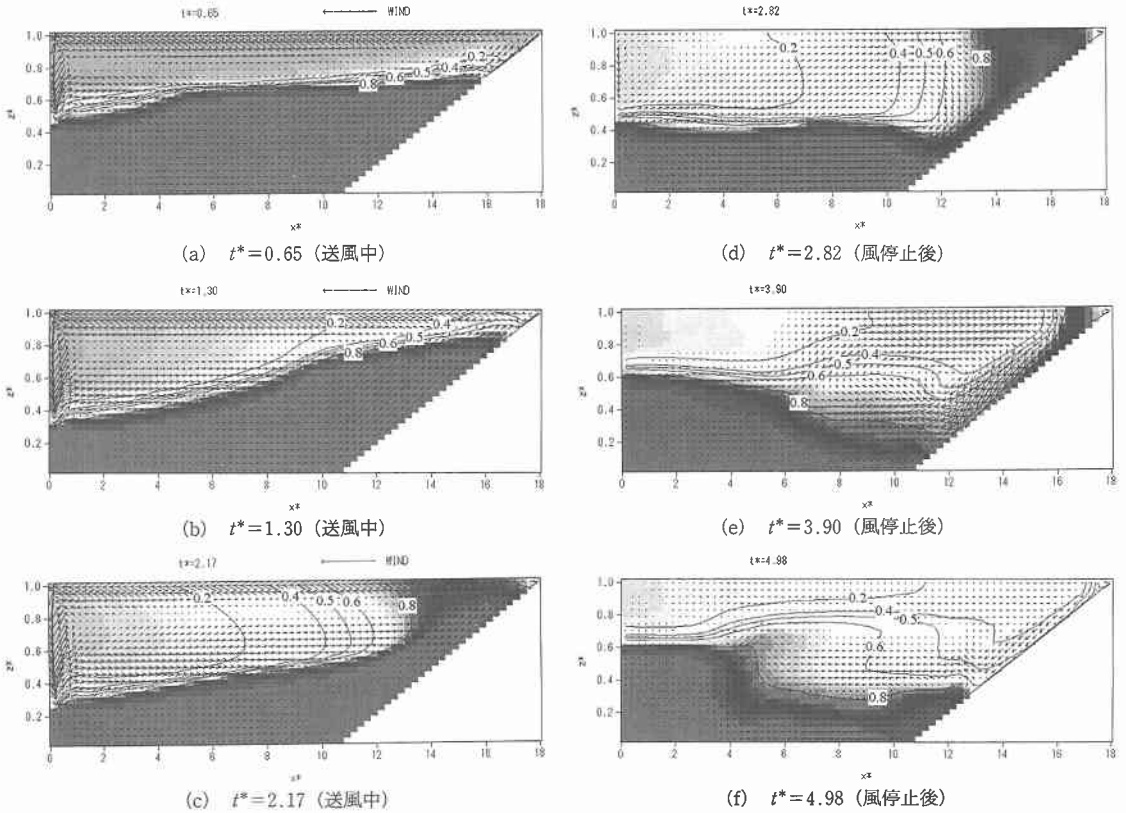


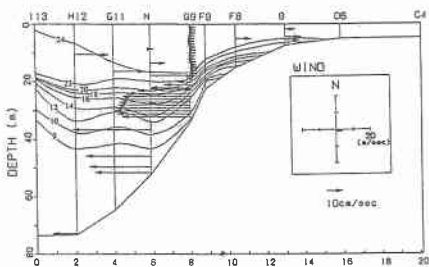
図-5 水路中央部 $x^*=9$ での無次元水平流速 U^* の鉛直分布 (全水深が一定の場合, $We=39.6$)

湧昇していた風上側の密度界面が, 重力の復元力により下降し, 風下側の密度界面が上昇している。その後, 密度界面は大きく振動し始める。このときの振動周期は, $We=5.8, 3.4$ の場合, それぞれ $T_c/l_0 \approx 4.0, 6.3$ である。式(1)による理論値 T_l/l_0 はそれぞれ 3.5, 4.7 であり, 計算値は理論値と比較して大きいことがわかる。これは, 密度界面付近で水塊の鉛直混合が進み, 二層モデルでは密度界面の変動を表現することができなくなったためと考えられる。

図-6に, 1/7.5勾配の斜面を風上側に設置した場合での風外力が及ぼす密度成層水域の内部流動の一例を示す。図-6(a)~(c)から認められるように, 送風開始直後から上昇し始めた風上側の密度界面は水表面に到達しており, 送風時間の経過とともに, 水表面に達した密度界面がフロントを形成しながら風下側へ移動している。一方, 送風停止後での内部流動を示す図-6(d)~(f)をみると, 水表面まで湧昇していた風上側の密度界面は, 重力の復元力によって水平に戻ろうとするのが認められる。このとき, 斜面上で強い流れが発生する。また, 斜面上部 ($11 < x^* < 13, 0.2 < z^* < 0.8$) では, 斜面が設置されていない場合にはみられなかった大規模渦が発生している。そのため, この付近では水塊の鉛直混合が促進されていると判断できる。また, 水域内の内部流動や混合に与える風外力の影響は風停止後の方が大きいといえる。ここで, Hayamiら(1996)による琵琶湖での現地観測結果を示す図-7をみると, 風が止んだ後, 底層において北向きの強い流れ(図中では, 右から左への流れ)が生じていることがわかる。ADCPによる流動観測のため, 鉛直方向の流動構造の詳細は明確でないが, この場合, 斜面に沿った流れが発生していると予想される。このことを考慮して, 図-6(e)と図-7を比較すると, 数値計算は現地観測から得られた定性的な特性をとらえている。また, 図-3と図-4より, 計算値と実験値はほぼ



図一六 斜面を設けた場合の内部流動の経時変化 ($W_e=3.4$)



図一七 琵琶湖における水温と流れの実測結果 (Hayami et al. 1996) より抜粋)

一致しており、計算手法の妥当性が検証される。

c) $W_e=0.8$ の場合

図一3(c)より、極めて成層度が弱い場合での界面変動特性を検討する。 $W_e=5.8, 3.4$ の場合と同様、送風開始後から急激に密度界面は変動し、風上側では湧昇し続け、 $t^*=0.76$ のとき水表面に達している。しかし、風下側の密度界面は $t^*=1.1$ で底面に届いており、他の場合とは異なる形態となっている。尹ら (1993a)によると、この場合、密度界面で Kelvin-Helmholtz 不安定に起因する渦列や巻き込みが水理実験より確認されている。数値計算からは、こういった現象を再現することができなかつ

たが、上下層の流体間で激しい混合がみられた。ここで、水域中央部 $x^*=9.0$ での密度界面に着目すると、計算値は実験値と異なり密度界面が弓状を呈している。これは、密度界面が overturning した様子を表現している。しかし、計算値と実験値の間で大きな差がみられる。この原因として、この場合、水塊が鉛直方向に激しく混合しており、水理実験では明確に密度界面を決定することが難しかったこと、また数値計算による密度界面の定義方法によるものと推察される。一方、風が停止すると、図一4 (d)に示すように、送風中、風上側で水表面まで湧昇し、風下側で底面まで下降していた密度界面は、時刻 $t^*=1.5\sim 4.2$ にかけて、それぞれ急激に下降、上昇する。しかし、水塊の鉛直混合が激しいことから、他の場合と異なり、密度界面の振動は顕著に認められない。図示しないが、界面変動に及ぼす斜面設置の影響については、送風停止後でのみ違いがみられ、斜面を設けた場合の方が、密度界面の振動が小さく減衰も早いことが確認された。

4. 風外力が及ぼす開放性水域の内部特性

4.1 計算条件

計算条件は、尹ら (1993b) が行った開放性水域での成層吹送流の水理実験条件と同様である。計算領域は x 方

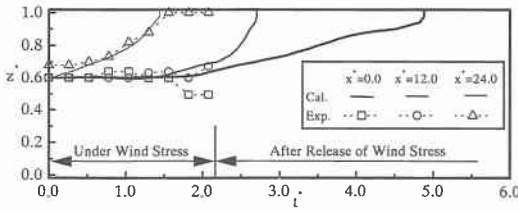


図-8 密度界面の経時変化 ($W_0=3.1$, 全水深が一定の場合)

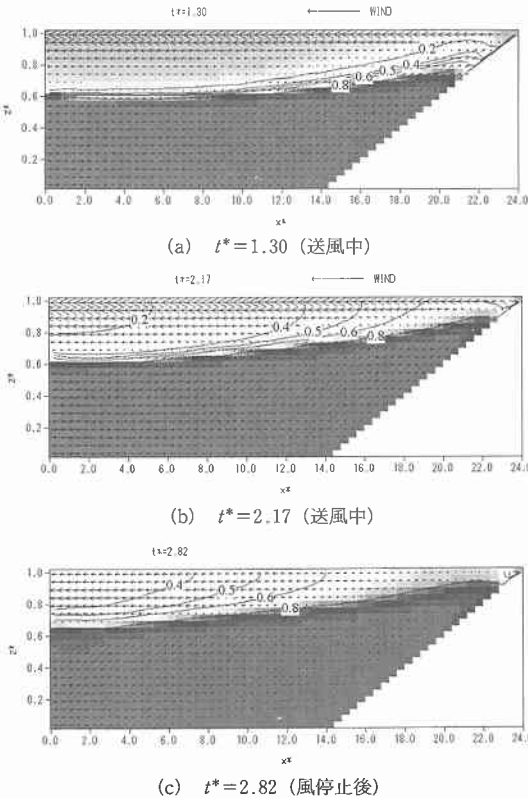


図-9 斜面を設けた場合の内部流動の経時変化 ($W_0=3.1$)

向に $L=600$ cm, z 方向に $H=25$ cm とし, x, z 方向のメッシュ間隔をそれぞれ $\Delta x=10.0$ cm, $\Delta z=1.0$ cm と一定にした。また, 2.1 節でも述べたように, 開放性水域を模擬するため, 測線 $x=0$ での境界条件を以下のとおり設定した。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial x} = w = 0, \quad \frac{\partial^2 k}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x^2} = 0 \\ \rho = \rho_2; z < h_2, \quad \frac{\partial \rho}{\partial x} = 0; z \geq h_2 \end{aligned} \right\} \dots (2)$$

ここで, u, w は水平・鉛直方向流速を, k, ε は乱流エネルギーとその逸散率を示す。

4.2 密度界面の変動特性と内部流動

図-8 は, 風作用下・風停止後での密度界面変動の一例を示したものである。図中の記号は, 送風中における尹ら (1993b) の実験結果を示す。同図からわかるように,

閉鎖性水域の場合と同様, 送風中での風上側 $x^*=24$ の密度界面は水表面に達している。さらに, このことは, 水域の内部流動を图示した図-9(a), (b) の両図からも理解できる。一方, 図-8 と図-9(c) から認められるように, 風が停止すると, どの地点においても密度界面が湧昇し続け, 水表面まで達している。特に, 風下側 $x^*=0$ での密度界面は送風中ほぼ一定に保っていたのが, 風が止むことにより急激に湧昇し始めることがわかる。このことは, 閉鎖性水域では全く認められなかった現象であり, 開放性水域の特有な特性と考えられる。しかしながら, 数値計算では, 開放性水域の境界で, 流れが流入・流出できるといった条件を課しており, 風が停止した後も, 慣性力の影響により密度の大きい流体が下層から流入してくる。そのため, 水域全体において, 水塊の鉛直混合が促進したものと推察される。したがって, 開放性水域の境界条件の設定方法に対しては, 細心の注意を施す必要がある。本研究で適用した開放性水域に対する境界設定の是非については, 詳細なところがわからないため, 今後の課題といえる。

5. おわりに

本研究では, SIMPLE 法に基づく数値計算により, 風作用下・風停止後での二成層密度水域の界面変動と内部流動の特性を, Wedderburn 数と関連づけながら議論した。今後, 乱れの非等方性を考慮できるような乱流モデルを改良するとともに, 密度成層水域の内部特性に及ぼす風の効果についてより詳細に検討を進めていく予定である。最後に, 本研究を行うにあたり, 図面作成等に協力してくれた大阪大学大学院博士前期課程 1 年の大谷知樹君に謝意を表す。

参考文献

中辻啓二・長坂誠司・村岡浩爾 (1991): 東京湾の青潮の発生機構に関する基礎実験, 水工学論文集, 第 35 巻, pp. 603-608.
 尹 鍾星・中辻啓二・村岡浩爾 (1993a): 閉鎖性成層水域における吹送密度流に関する実験, 水工学論文集, 第 37 巻, pp. 285-292.
 尹 鍾星・中辻啓二・村岡浩爾 (1993b): 開放性成層水域における吹送密度流に関する研究, 海岸工学論文集, 第 40 巻, pp. 241-245.
 尹 鍾星 (1994): 成層水域における貧酸素水塊の湧昇現象に関する水理学研究, 大阪大学学位論文, 163 p.
 Hayami, Y., Fujiwara, T. and Kumagai, M. (1996): Internal surge in lake Biwa induced by strong winds of a typhoon, Jpn. J. Limnol., 57 4 (2), pp. 425-444.
 Patankar, S. V. (1980): Numerical heat transfer and fluid flow, Hemisphere Publishing Corporation Press.
 Spiegel, R. H. and Imberger, J. (1980): The classification of mixed-layer dynamics in lakes of small to medium size, J. Physical Oceanography, Vol. 10, pp. 1104-1121.