

風応力作用下の成層水域における密度界面の挙動 および混合特性 — 水理実験と数値実験 —

Density Interface Movement and Mixing in a Two-Layered Stratified Flow System Exposed to Wind Stresses - Hydraulic Experiments and Numerical Experiments -

尹 鍾星*・中辻啓二**・村岡浩爾***

By Jong Seong YOON, Keiji NAKATSUJI and Kohji MURAOKA

Two-dimensional hydraulic and numerical experiments have been performed for clarifying the wind-induced upwelling and mixing phenomena in a two-layered stratified flow system exposed to wind stresses at the water surface. Both experiments make clear that the classification of four flow regimes proposed by Spigel & Imberger(1980) is a good agreement with both experimental results in terms of Wedderburn number and that upwelling phenomena of density interface occur only in the range of We less than 4.0. Both experiments are also carried out in the flume with an open downstream boundary in order to examine the phenomena appeared in semi-enclosed bay such as Tokyo Bay. The numerical experiments are quantitatively confirmed to show a good agreement with the results of hydraulic experiments.

keywords: stratified flow, upwelling, mixing, Wedderburn number

1. 諸 言

風のせん断力によって生じる吹送流は水域における物質の拡散に重要な影響を与える。成層状態の閉鎖性水域に風が吹くと、上層水の吹き寄せと下層水の湧昇、水平循環流の形成、上下層水の混合による密度界面の変動および崩壊など様々な現象が起こる。とくに、成層度が強くなる夏期には、プランクトンの枯死や有機浮泥の水底への沈降、堆積による腐敗、分解により底層に低(無)酸素水塊を形成する。この貧酸素化あるいは無酸素水化は、底生生物に直接な被害を及ぼすばかりではなく、風などの外力によって湧昇して様々な水質問題を引き起こす。それによって魚介類や貝類の大量へい死ひいては水域の自然浄化機能を喪失される恐れがあることが知られている。

尹ら(1993a;1993b)は二成層場における吹送密度流の水理実験を行い、密度成層度の違いや下流端の境界の有無による吹送密度流の流動や湧昇現象の差異について考察を行った。しかしながら、流動や拡散過程が非定常、且つ変動が速いことから水理諸量の時間的変化を計測することは難かしく、定性的もしくは概念的な把握にとどまっている。吹送密度流の流動、鉛直混合や湧昇現象を解明するためには定量的な検討が必須である。本研究では尹らの物理模型に対して、数値模型を用いて定量的な検討を行う。

* 正会員 工博 (株)建設技術研究所 水・計画部、 現・韓国 仁済大学校 土木工学科

** 正会員 工博 大阪大学助教授 工学部土木工学科 (〒565 吹田市山田丘 2-1)

*** 正会員 工博 大阪大学教授 工学部土木工学科

流体の運動を数値模型で模擬する場合、一般的に静水圧近似が用いられる。しかしながら、本研究で対象とするような成層場に風外力が作用した時の底層水の湧昇および混合現象は、鉛直方向運動が流動場に及ぼす影響は大きい。それゆえ、静水圧近似は適用できない。したがって、吹送密度流のような現象を模擬するには、鉛直方向の速度成分を運動方程式より求める非静水圧モデルの導入を考えなければならない。現在、非静水圧モデルによる圧力の計算法には、圧力方程式の導出による解法と、SIMPLE法の二つの解法がある。前者はポアソン方程式を直接解くことになり、境界条件の取扱いが厳しいことと、計算の不安定が生じ易いことが欠点として指摘されている。これに対して、後者は境界条件の取扱いや計算の安定性が優れていると言われている。そこで、本研究では Patankar(1980) の提唱している後者を採用する。また、吹送密度流の流動や混合現象は乱流に支配される現象であることから、 $k-\varepsilon$ モデルを採用して乱流流束の完結を行うことにする。

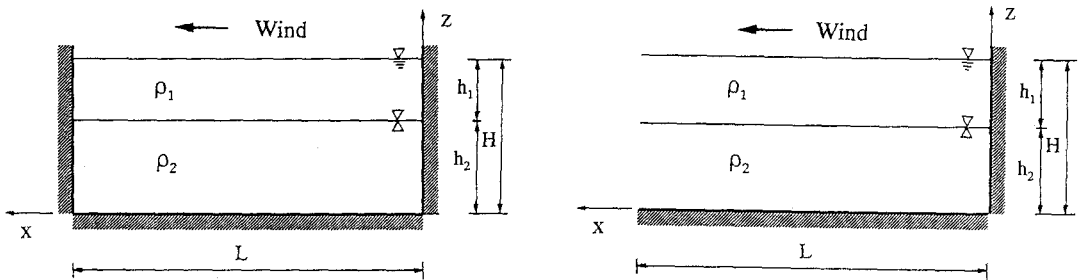
本研究では、前述した吹送密度流の水理実験の実験諸元に合わせた数値実験を実施してモデルの適用性を検証するとともに、吹送密度流の流動や密度界面の運動特性、混合・湧昇現象について定量的評価を行う。

2. 数値計算の概要

2. 1 非静水圧二次元吹送密度流の基礎方程式

本研究で対象とする二成層密度場の座標系は、図-1 に示すように風上側端部の底面に原点を採り、流下方向に x 軸、鉛直上向きに z 軸とする。吹送密度流を支配する方程式は、連続方程式、二方向運動方程式ならびに密度の保存方程式である。その誘導に際しては非圧縮性ならびにブーシネス近似を仮定した。圧力の計算を行う際に非静水圧モデルの導入しており、SIMPLE法を用いた。また、 $k-\varepsilon$ モデルを採用して乱流輸送項を完結させた。境界条件を含む数値モデルの展開に対する詳細は尹(1994)に示した。

基礎方程式と乱流方程式を、① 特性長さ： $L_0=H$ 、② 特性速度： $U_0=u_*$ 、③ 特性時間： $t_0=L_0/U_0=H/u_*$ 、④ 特性密度： $\rho_0=\rho_2-\rho_1=\Delta\rho$ を用いて無次元化すると、二つの独立な無次元パラメーター、レイノルズ数 $Re=u_*H/\nu$ とリチャードソン数 $Ri_*=g\Delta\rho H/\rho u_*^2$ が現れる。また、これらの二つのパラメーターの他に、後述の初期条件と境界条件に関連して、上層水深 h_1 の全水深 H に対する比 $\eta=h_1/H$ ($0\leq\eta<1$)、水域のアスペクト比 L/H を加えた四つのパラメーターが吹送密度流の現象を支配する無次元パラメーターとなる。また、 $k-\varepsilon$ 方程式の中のモデル定数は一般に用いられる値を用いた。



(a) 閉鎖性水域の場合

(b) 開放性水域の場合

図-1 流動場の座標軸および模式図

2. 2 数値実験の条件および実験ケース

数値実験の条件は、既に報告している閉鎖性水域ならびに開放性水域の水理実験と同じ水理諸元とした。また、水理実験結果との比較により本モデルの適用性を検証するとともに、吹送密度流の流動特性や密度界

面の運動特性について考察を行う。水理実験の内容は尹ら（1993a, 1993b）の研究に詳細に示している。表-1 に本研究で行った実験条件を示す。表中の We と $Ri_*x(2h_1/L)$ はそれぞれ閉鎖性水域と開放性水域において湧昇限界を表すための無次元パラメーターである。 We は $Ri_*x(2h_1/L)$ で定義され、Richardson数と水域の形状比の積で表現される。Spigel & Imberger(1980)は閉鎖性水域の流動を区分するパラメーターとして用いている。開放性水域に関しては長さスケール L として吹送距離を採用した。 We 数の定義とは少し異なるので、本研究では開放性水域に関しては $Ri_*x(2h_1/L)$ で表示する。

計算領域は、閉鎖性水域の場合には x 方向に540cm、 z 方向に30cmとし、離散化間隔は $\Delta x = 7.5\text{cm}$ 、 $\Delta z = 1.0\text{cm}$ の等間隔格子 ($72\Delta x \times 30\Delta z$) を用いた。また、開放性水域の場合には x 方向に600cm、 z 方向に25cmとし、離散化間隔は $\Delta x = 10\text{cm}$ 、 $\Delta z = 1.0\text{cm}$ の等間隔格子 ($60\Delta x \times 25\Delta z$) を用いた。つまり、計算上のアスペクト比 L/H は閉鎖性水域の場合に 18となり、開放性水域の場合には24となる。以上の物理量に基づいて無次元化を行い、計算上の初期条件ならびに境界条件として与えた。時間差分間隔に関しては、 CFL 条件を満たす $\Delta t = 0.001$ 秒とした。計算結果はその無次元量 $\Delta t^* = \Delta t / t$ を用いて表示している。閉鎖性水域と開放性水域の境界条件の違いは、前者では下流端条件を壁面とした、つまり $U = 0$ 、 $\partial \rho / \partial x = 0$ に対して、後者は全ての物理量の勾配を0としたことと、密度を下層で一定として取り扱ったことである。

表-1 実験条件

Run number		u_* (m/s)	h_1 (m)	H (m)	$\Delta \rho$ (kg/m ³)	Ri_*	We	$\frac{2h_1 Ri_*}{L}$
Closed Flume	1	6.5×10^{-3}	0.1	0.3	38	1090	39.6	
	2	6.5×10^{-3}	0.1	0.3	12	360	13.1	
	3	6.5×10^{-3}	0.1	0.3	7	160	5.8	
	4	6.5×10^{-3}	0.1	0.3	4	93	3.4	
	5	6.5×10^{-3}	0.1	0.3	1	23	0.8	
Open Flume	6	6.5×10^{-3}	0.1	0.25	38	1090		36.3
	7	6.5×10^{-3}	0.1	0.25	20	464		15.5
	8	6.5×10^{-3}	0.1	0.25	12	360		12.0
	9	6.5×10^{-3}	0.1	0.25	7	160		5.3
	10	6.5×10^{-3}	0.1	0.25	4	93		3.1
	11	6.5×10^{-3}	0.1	0.25	1	23		0.76

where, u_* : friction velocity of water surface, h_1 : depth of upper layer,
 H : total depth, $\Delta \rho$: difference of density between upper and lower
ones, L : distance of wind blowing, Ri_* : Richardson number,
 We : Wedderburn number.

3. 数値実験の結果とその考察

3. 1 閉鎖性水域の場合

図-2 はRun1～Run5の実験ケースの中で吹送密度流の流動、湧昇特性ならびに混合特性が明確に区別できると思われる3つのケースに対する密度界面の経時変化と混合現象を示す。図-2中の左図は数値実験結果の経時変化を、右図はそれに対応する水理実験の結果を示す。各図の右下に示した数値は送風開始後の無次元経過時間 t^* を表す。右図中の一点鎖線および左図中の細い直線は初期密度界面を示しており、左図のそれよりやや太い線は10%から20%間隔で示した等濃度線 $\Delta \rho$ を示している。

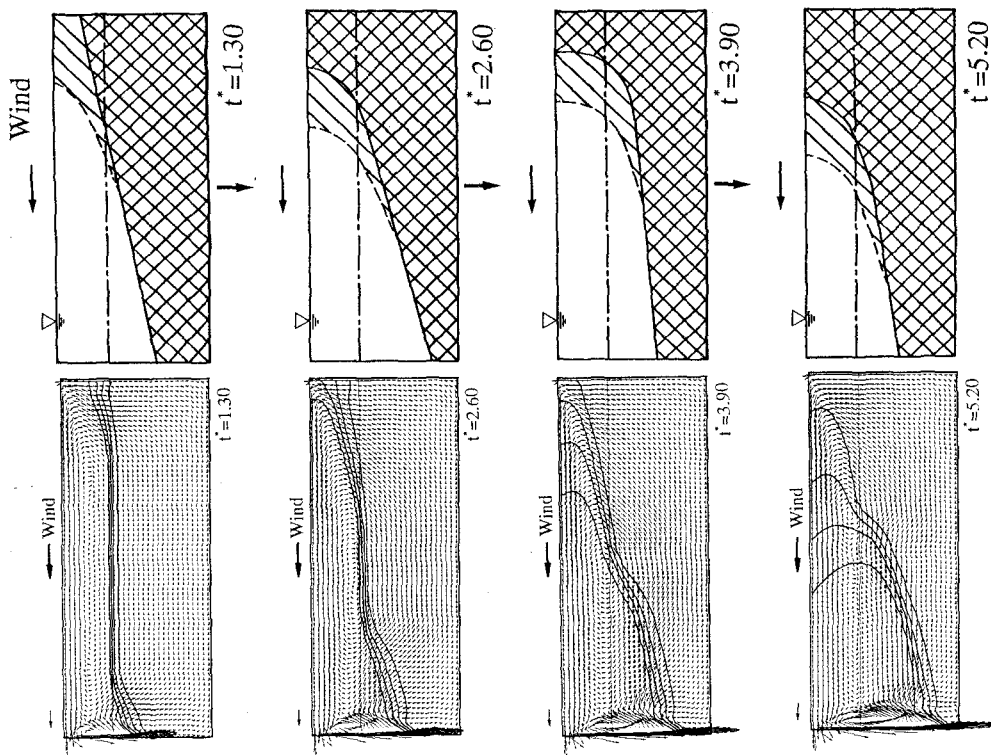


図-2(b) 閉鎖性水域における風応力による流動および混合特性
(Run 4、 $We=3.4$)

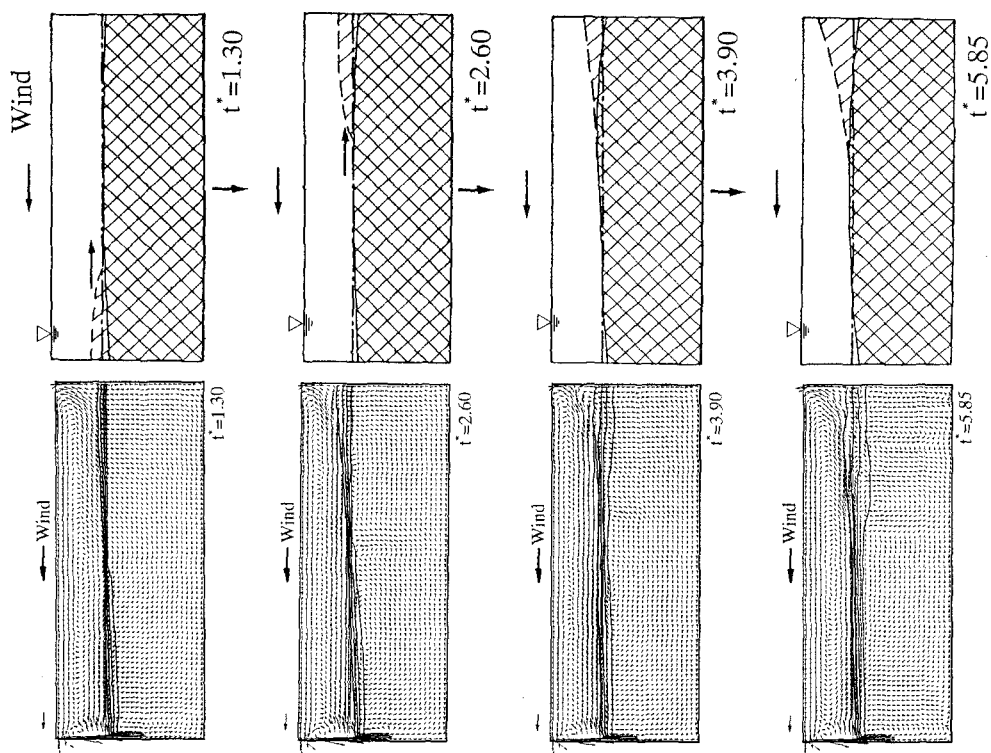


図-2(a) 閉鎖性水域における風応力による流動および混合特性
(Run 1、 $We=39.6$)

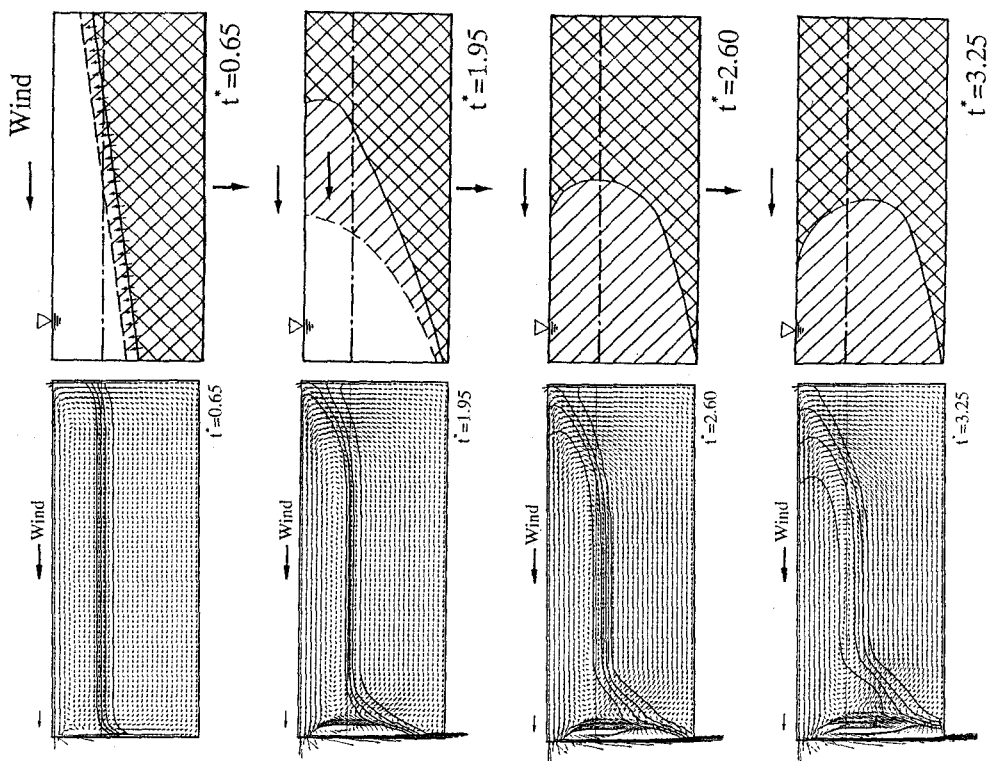


図-2(c) 閉鎖性水域における風応力による流動および混合特性
(Run 5、 $We = 0.8$)

■ 成層度の強い $We = 39.6$ の計算結果 (図-2(a)) ;

送風の初期段階では風応力の作用によるせん断流れが水表面に沿って生じ、それが下流端に達すると鉛直下向きの流れに変わる。強い成層度を持つ密度界面の存在によって鉛直下向き流れは抑制され、今度は上層で逆向きの流れに変わり、密度界面に沿って上流側へ運搬される。その過程によって上層で鉛直循環流が生じることになる。また、密度界面近傍に沿った流れは上流端部に達すると、再び上向きに流動し、水面に沿って下流に向かうが、一部は沈降流を形成して密度界面での弱い振動を引き起こしていることが分かる。しかし、この計算では成層度が強いことから、下流端での密度界面の急激な降下および混合は観られない。成層度が強い場合の上層の流れは風応力の作用によるせん断流れおよび下流端の影響による逆向きの流れによって循環流を形成しており、下層では密度界面の振動に伴って流動が変化することが分かる。

■ $We = 3.4$ の計算結果 (図-2(b)) ;

送風時間の経過とともに密度界面は大きく変形する様子が数値実験においても、水理実験においても明瞭にとらえることができる。とくに、 $t^* = 3.9$ で密度界面が水表面まで到達していることが分かる。尹ら (1993a) の水理実験結果によると、閉鎖性水域における密度界面の湧昇限界範囲が $We \leq 4$ であったことを考えれば、数値実験の結果は風上側の密度界面の湧昇限界範囲が $We \leq 4$ であることを裏付けていると考えられる。この場合は成層度が弱いことから、 $We = 39.6$ の場合のような密度界面に沿って生じる流れは見られない。水表面に達した密度界面はフロントを形成しながら風下側へと進行する。水理実験ではそのフロント部は前進・後退の内部運動を示しているが、数値計算結果のフロント部は続けて混合しながら前進していることが分かる。水理実験では時間経過とともに鉛直方向や水平方向の混合によって密度界面での浮力による復元力が減少するために固有周期を持った内部セイシュが生じるが、数値実験の結果にはそのような運動は認められなかった。しかしながら、数値実験は水理実験で観測された風応力による密度界面の応答特性を良く再現していることから、この場合は特異な流動が生じている可能性が数値実験結果から推測できる。

■ 成層度の最も弱い $We=0.8$ の場合の計算結果 (図-2(c)) ;

数値実験結果と水理実験結果との間には多少の時間のずれはあるものの、両者の経時変化は良く一致している。数値実験結果を詳細に観察すると、送風の初期段階から風応力の作用によるせん断流れが下流端で強い鉛直下向きの強い流れを生じさせる。成層度が弱いことも手助けして界面では大きい振動が生じることが分かる。とくに、下流端での密度界面は底面まで下降している。同様の現象は水理実験の結果においても見られる。数値実験結果から分かるように下流端で大きな渦を形成しており、この渦が混合を促進している。

つまり、 $We=0.8$ の場合は下流端での渦の形成が流動場ならびに密度界面の挙動に大きく影響を及ぼしていることが分かる。図から判断して、その渦は下流端での鉛直下降流が底面に衝突して密度界面の急激な底下を引き起こすとともに上昇し、上層でのせん断流れに巻き込まれることによって形成されることが分かる。また、その渦はそれ以降も発達し続け、下流端での密度界面で混合を生じながら密度界面を上流側へと移動させる原動力ともなっている。

図-3は $We=3.4$ の場合の水槽中央部 ($x^*=9.0$) での平均流速および水平方向乱れ強度の計算値と実験値を比較したものである。図中の縦軸の z は水深を、 h_1 は各測定時の上層水深を示す。また、横軸は平均流速 U_m および乱れ強度 $\sqrt{u^2}$ を摩擦速度 u_* で無次元表示している。図中の $z/h_1=0.0$ は密度界面を、 $z/h_1=1.0$ は水表面を示す。実験結果との比較より、数値実験結果は逆流部の平均流速をやや過小評価しているものの、閉鎖性水域に対する平均流速分布をうまく再現していると判断できる。また、乱れ強度の分布を見ると、数値実験の結果は上層内での乱れ強度分布の水理実験結果と良好に一致していることが分かる。しかしながら、水表面および密度界面のごく近傍での乱れ強度の場合はうまく再現できていない。今回の数値実験では水表面でのせん断応力のみを境界条件として与えていることから、水表面および密度界面の近傍での乱流構造を正確に表現できなかった。また、実際の乱流構造は水表面近傍では水平方向の運動量流束が卓越するはずであるから、水平方向の乱れ強度 $\sqrt{u^2}$ が鉛直方向の乱れ強度 $\sqrt{w^2}$ の方よりも大きな値を示すはずであるが、計算結果では非等方性度の値が1に近い値を示した。これは、乱流を局所等方性の仮定に基づく $k-\varepsilon$ モデルを用いた結果、水表面や密度界面の近傍における非等方性乱流を厳密に表現できなかったことに原因していると思われる。したがって、二成層状態の吹送密度流のように乱流の非等方性が強く、水表面および密度界面での境界条件によって大きく影響を受ける現象を正確に模擬するためには、水表面および密度界面近傍での乱れの取り扱いについて検討する余地があると考えられる。

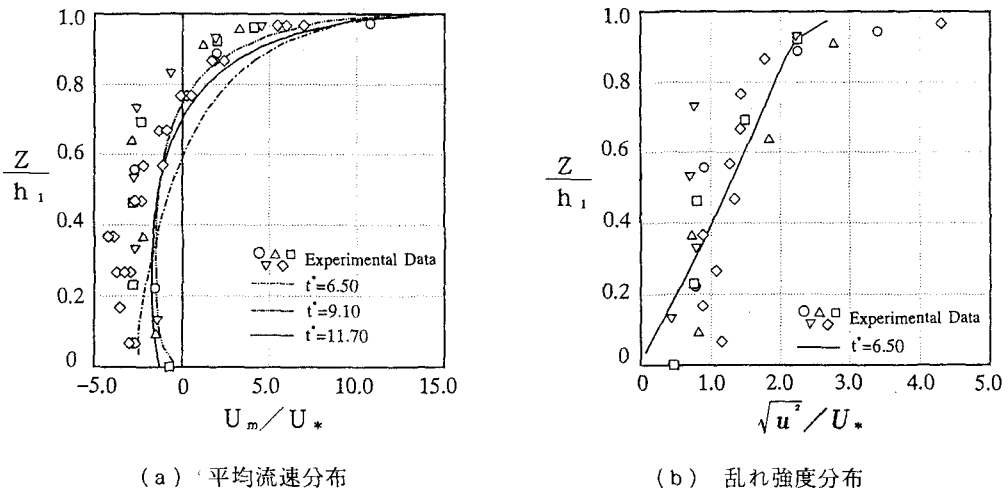
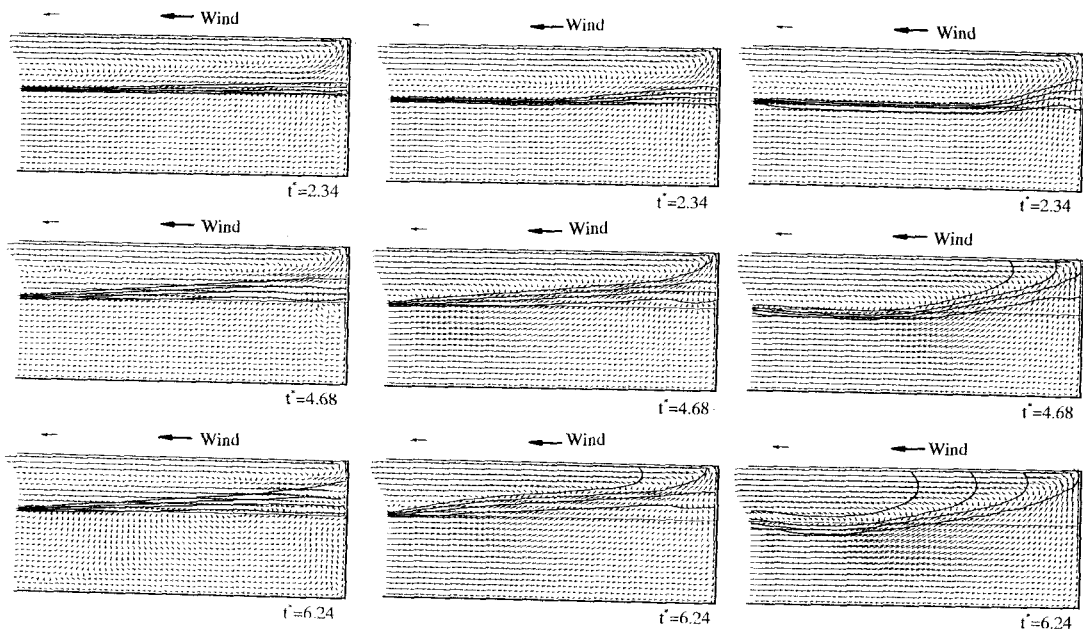


図-3 閉鎖性水路の中央部での平均流速分布および乱れ強度分布 ($We=3.4$)



(a) $Ri_* \times (2h_1/L) = 36.3$ (b) $Ri_* \times (2h_1/L) = 12.0$ (c) $Ri_* \times (2h_1/L) = 3.10$

図-4 開放性水域における風応力による流動および混合特性の計算結果

3. 2 開放性水域の場合

図-4は開放性水域の実験ケースに対応する数値実験結果の経時変化を示している。各図の右下に示した数値は送風開始後の無次元経過時間 t^* を表す。図の表示は閉鎖性水域での数値実験結果と同じである。同図より、上流端での密度界面は送風開始とともに混合が生じながら徐々に上昇しており、上流端での密度界面は密度成層度の最も強い $Ri_* \times (2h_1/L) = 36.3$ の場合を除いて密度界面が水面まで達していることが分かる。尹ら(1993b)の水理実験結果によると、開放性水域における密度界面の湧昇限界範囲が $Ri_* \times (2h_1/L) \leq 12.0$ であったことを考えれば、数値実験結果は風上側の密度界面の湧昇限界範囲が $Ri_* \times (2h_1/L) \leq 12.0$ であることを裏付けていると考えられる。

開放性水域の場合は閉鎖性水域の場合とは違って送風に伴って上層では風応力と同じ方向の順流が、下層では逆流が生じていることが分かる。また、全実験ケースに対して時間経過とともに水槽全域の密度界面の上昇が見られていることが分かる。図から判断すると、下流端が開放されているために上層から流出していく順流に対する下層からの補償流によって水槽全域の密度界面が上昇しているようになっている。尹らの水理実験結果においても送風にともない上・下層の間に混合が生じるものの、密度界面の低下が生じないのが開放性水域の大きな特徴であった。このことを数値計算結果も追認している。

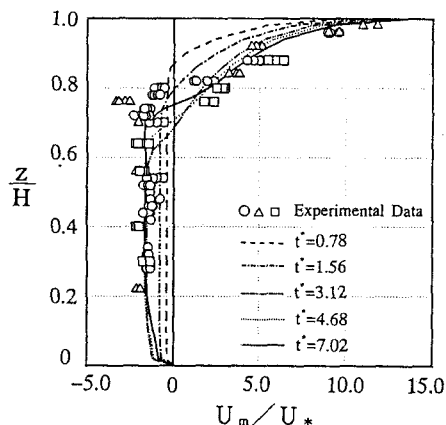


図-5 開放性水域における水路中央部での平均流速分布の比較
($Ri_* \times (2h_1/L) = 12.0$ の例)

図-5 は $Ri_* x(2h_1/L) = 12.0$ の実験ケースに対する水槽中央部 ($x^* = 12.0$) での平均流速の計算値と実験値との比較を示す。図中の縦軸での z は水深を全水深 H で無次元表示しており、横軸は平均流速 U_m を摩擦速度 u_* で無次元化したものである。図中で $z/H = 0.0$ は底面に、 $z/H = 1.0$ は水表面に対応している。同図より、開放性水域の場合の平均流速分布が時間とともに変化する非定常性を明瞭に示している。また、数値実験と水理実験で得られた平均流速の非定常性や平均流速分布の時間変化は定量的に良く合致していると判断できる。

4. 結 論

二成層場における吹送密度流の内部流動や湧昇機構の特性を定量的に評価することを目的として、吹送密度流に関する2次元非静水圧数値モデルと $k-\varepsilon$ モデルを用いて、尹ら(1993a;1993b)の水理実験の実験諸元に合わせた数値実験を実施した。本研究では水理実験では得られない吹送密度流の流動や密度界面の運動特性、混合・湧昇現象について定量的評価を行った。主要な結果をまとめると以下に示すとおりである。

- (1) 数値実験の結果は閉鎖性水域および開放性水域における成層吹送密度流の平均流速および密度界面の変動に関する水理実験結果をほぼ良好に再現できることが分かった。
- (2) 閉鎖性水域では $We \leq 4.0$ で上流端の密度境界面が湧昇し、開放性水域では $Ri_* x(2h_1/L) \leq 12.0$ で湧昇することが確認できた。前者は Spigel・Imberger の混合に関する類型分けと一致する。
- (3) また、下流端の境界条件の違いによって、流動形態および界面の変動が異なっていることが数値実験から定量的に分かった。
- (4) 閉鎖性水域における水表面および密度界面近傍での乱流構造について調べたところ、実験値とあまり一致しないことが分かった。これは、本研究で用いている $k-\varepsilon$ モデルが乱流の局所等方性の仮定に基づいていることに起因すると考えられる。したがって、成層状態の吹送密度流のように乱流の非等方性が強い、水表面や密度界面での境界条件によって大きく影響を受ける現象を正確に模擬するためには、水表面および密度界面近傍での乱れの取り扱いについて検討する余地があると考えられる。

謝 辞

数値実験の遂行にあたっては道奥康治氏(神戸大学工学部 助教授)より有益な助言を得た。記して謝意を表する。

参 考 文 献

- Patankar, S.V.(1980): Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, Hemisphere Publ. Corp. Press.
- Spigel, R.H. and J. Imberger(1980): The classification of mixed-layer dynamics in lakes of small to medium size, J. Phys. Oceanogr., Vol.10, pp.1104-1121.
- 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の実験、土木学会水工学論文集、第37巻、pp.285-292、1993.
- 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、土木学会海岸工学論文集、第40巻、pp.241-245、1993.
- 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的研究、大阪大学学位論文、163p.