

二次元 表層放流 密度噴流의 k-ε 모델에 의한 數值解析 Numerical Analysis of Two-Dimensional Surface Buoyant Jets by k-ε Turbulence Model

許再寧* · 崔漢起** · 姜周復***
Jae Yeong Huh*, Han Ki Choi** and Ju Bok Kang***

要旨 : 二次元 表層放流 密度噴流의 學動을 調査하기 위하여 k-ε 二方程式 數值모델을 開發하였다. 平均流 및 亂流輸送에 관한 計算結果를 實驗結果와 比較하여 本 數值모델이 이들의 흐름特性을 良好하게 豫測할 수 있음을 確認하였다. 放流口에 있어서의 k 및 ε의 設定이 表層 密度噴流의 흐름에 미치는 影響을 定量的으로 評價하였다. 또한, 많은 研究에서 無視되어 왔던 ε 方程式에 있어서의 浮力生成項 및 係數 C_{ϵ_3} 의 값에 대한 檢討를 行하여 흐름의 展開에 미치는 影響을 調査하였다. 二次元 表層 密度噴流에 관한 計算結果를 提示하고 重要한 몇가지 흐름特性에 대하여 討議하였다.

Abstract □ A k-ε equation model was established to investigate the behaviours of two-dimensional surface buoyant jets. Its computational results were compared with experimental data on the mean flow and the turbulent transport. The model was proved to predict the flow characteristics reasonably. The influence of the values of k and ε given in the inlet on the evaluation of surface buoyant jets was examined to determine them quantitatively. Computations for several values of buoyancy production coefficient C_{ϵ_3} in the ε equation, which has been neglected by many researchers, were carried out to evaluate its effect on the flow development. Computational results of the two-dimensional surface buoyant jets were presented and briefly discussed.

1. 序 論

水表面에 放流되는 溫排水 等の 흐름과 같은 表層 放流 密度噴流는 自由亂流의 剪斷流效果와 放流水와 周圍水의 密度差에 起因하는 浮力效果를 同時에 받는 흐름場을 形成한다. 또한 이 흐름은 水表面 및 密度界面에 의해 2개의 自由境界에 둘러싸인 特異한 境界條件 때문에 開水路 흐름으로 代表되는 自由剪斷流와 區別된다.

k-ε 모델에 의한 二次元 表層放流 密度噴流의 數值解析에 관한 研究는 Patanker and Spalding(1972), McGuirk and Papadimitriou(1986), 岩佐·細田·伊藤(1987), 室田·中辻·藤崎 等(1989)에 의해 試圖되어져 왔으나, 自由水表面의 取扱, 亂流의 表現, 特히 亂流成分에 미치는 浮力 影響의 導入 등 數值計算에

있어서 많은 問題點이 未해결의 상태로 남겨져 있다.

또한 濃度 혹은 溫度變動場에서 亂流計測의 어려움 때문에 信賴할 만한 實驗 資料가 不足하여 豫測結果의 檢證이 定性的인 段階에 머무르고 있다.

本 研究에서는 k-ε 二方程式 數值모델을 自由水面을 갖는 表層 密度噴流의 流動解析에 適用하여 中辻(1984)의 亂流計測結果와 比較함으로써 모델의 妥當性を 檢證하고, 表層 密度噴流의 몇 가지 重要한 흐름特性을 調査한다.

2. 流體運動의 基礎方程式

表層放流 密度噴流의 基礎方程式 定式化에 있어서 流體는 非壓縮性으로 하고 靜水壓近似 및 Boussinesq

*大田大學校 土木工學科(Department of Civil Engineering, Taejeon University, Taejeon, Korea)

**釜山專門大學 土木工學科(Department of Civil Engineering, Pusan Junior College, Pusan, Korea)

***釜山大學校 土木工學科(Department of Civil Engineering, Pusan National University, Pusan, Korea)

近似的 假定을 導入한다.

2.1 平均流의 基礎方程式

二次元 表層 密度噴流의 流動을 支配하는 基礎方程式은 前述한 假定과 더불어 擴散方程式에 의해 輸送되는 物質을 密度偏差로 하면 質量, 運動量 및 scalar量의 保存法則에 根據하여 連續方程式, 運動方程式 및 擴散方程式은 다음과 같이 記述된다.

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial W}{\partial z} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + W \frac{\partial U}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_t \frac{\partial U}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_t \frac{\partial U}{\partial z} \right) \quad (2)$$

$$0 = -g - \frac{1}{\rho_a} \frac{\partial P}{\partial z} \quad (3)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + U \frac{\partial N}{\partial x} + W \frac{\partial N}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma_t \frac{\partial N}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\Gamma_t \frac{\partial N}{\partial z} \right) \quad (4)$$

여기에서 座標系는 放流口의 中心軸上의 平均水面에 原點을 取하고, 流下方向을 x軸, 鉛直上向으로 z軸을 取한다(Fig. 1). U 및 W는 各各 平均流速벡터의 x 및 z 方向成分, P는 壓力, ρ는 密度, ρ_a는 基準(周圍水)密度, Δρ(=ρ_a-ρ)는 密度偏差, N=g·Δρ/ρ_a, g는 重力加速度이다. ν_t는 渦動粘性係數 Γ_t는 渦動擴散係數이다.

式 (3)으로부터 壓力은 靜水壓分布로 된다. 水面의 位置를 z=ζ로 하면, z=-h에 있어서의 壓力은 다음 式으로 表示된다.

$$P_{z=-h} = \int_{-h}^{\zeta} \rho g dz = \rho_a g(\zeta+h) - \int_{-h}^{\zeta} \Delta \rho g dz \quad (5)$$

式 (5)에 있어서의 左邊 第1項은 基準密度에 의한 壓力이고, 任意의 水深에서 一定值를 取한다. 第2項은 密度偏差에 의한 壓力, 즉 浮力에 의한 壓力의 減少分이다.

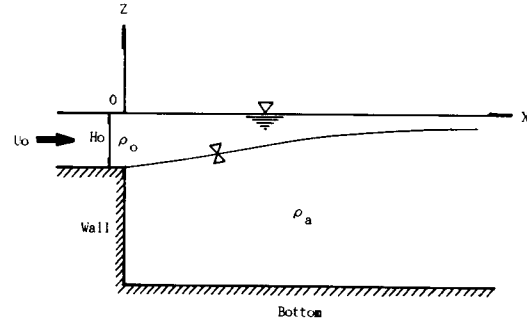


Fig. 1. Coordinate system and boundaries.

2.2 亂流變動成分

流體의 單位質量當의 亂流運動에너지 k 및 亂流에너지의 消散率 ε을

$$k = \frac{1}{2} \overline{u_i' u_i'} \quad (6)$$

$$\varepsilon = \tau \cdot \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} = \nu \cdot \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} \quad (7)$$

으로 定義하고, 渦動粘性係數가 이들 2개의 特性量에 의해 決定된다고 하면 다음과 같은 關係가 얻어진다.

$$\nu_t = C_\mu \cdot \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (8)$$

여기서 C_μ는 實驗에 의해 決定되는 常數이다. 따라서, 應力流束(stress flux) 및 浮力流束(buoyancy flux)은 Jones and Launder(1972)의 局所等方性的 假定에 의해 다음과 같이 表現된다.

$$-\overline{u_i' u_j'} = \nu_t \left[\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right] - \frac{2}{3} k \cdot \delta_{ij} \quad (9)$$

$$-\overline{u_i' b'} = \frac{\nu_t}{\sigma_b} \cdot \frac{\partial b}{\partial x_i} \quad (10)$$

여기서, b'은 b=ρg/ρ_a의 時間變動值, δ_{ij}는 Kronecker delta 함수, σ_i는 亂流 Schmidt 數이다.

또한 k 및 ε의 擴散項에 대해서는 分子擴散과의 類似性으로부터 k에 대한 亂流擴散係數 Γ_k와 σ_k=ν_t/Γ_k로 定義되는 k에 관한 亂流 Schmidt 數 σ_k와, ε의 亂流擴散係數 Γ_ε 및 σ_ε=ν_t/Γ_ε으로 定義되는 ε에 관한

亂流 Schmidt 數 σ_k 을 導入하고, Davidov(1961)에 의한 近似를 利用하여 整理하면 流速 및 浮力의 時間平均値의 項으로 表示되는 k 및 ε의 輸送方程式이 얻어진다.

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + \nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial N}{\partial x_j} \delta_{3j} - \epsilon \quad (11)$$

time advection diffusion production by shear buoyancy production/destruction viscous dissipation

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + U_j \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right) + \underbrace{C_{\epsilon_1} \frac{\epsilon}{k} \nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_j}}_{\text{production/destruction}} - C_{\epsilon_2} \frac{\epsilon^2}{k} + C_{\epsilon_3} \frac{\epsilon}{k} \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial N}{\partial x_j} \delta_{3j} \quad (12)$$

time advection diffusion production/destruction

여기서 $\sigma_k, \sigma_\epsilon, C_{\epsilon_1}, C_{\epsilon_2}, C_{\epsilon_3}$ 는 實驗에 의해 決定되는 常數이다. 表層 密度噴流의 흐름場에 관한 基礎方程式은 式(1)~(4) 및 式 (11)~(12)에 의해 完結된다. 亂流 Schmidt 數는 Webb(1970)에 의해 算定하고 또한 모델에 使用되는 實驗常數는 Launder and Spalding(1974)과 Rodi(1979)에 의해 提案되어져 常用되고 있는 Table 1의 값을 利用한다. 모델링에 관한 詳細한 過程은 許와 崔(1991)에 記述되어 있으므로 本 論文에서는 省略한다.

Table 1. Values of constants in the k-ε model

C_μ	σ_k	σ_ϵ	C_{ϵ_1}	C_{ϵ_2}	C_{ϵ_3}
0.09	1.0	1.3	1.44	1.92	0.288

3. 數值計算의 概要

3.1 數值計算法

數值計算은 有限差分法에 의해 實行하였다. 各 方程式의 差分化 및 數值技法은 Nakatsuji, Huh and Kurita(1987)의 三次元 數值計算에 使用된 技法을 修正하여 二次元化 하였다. 差分方程式은 基礎方程式을 各 檢査體積에 대해 積分한 式을 離散化하여 救한다. 自由水面的 變動이 表層 密度噴流의 舉動에 미치는 影響을 考慮하기 위해 水面變動을 直接計算하는 方法을 採用하였다. 靜水壓近似的 導入에 의해 流體의 鉛直方向運動을 直接 計算할 수 없으므로, 底面으로부터 水面까지 各 檢査體積에 대해 連續方

程式을 積分하고 連續條件을 滿足하도록 鉛直方向流速 W를 救한다. 그 다음 上記와 같이 檢査體積을 水深方向으로 積分한 鉛直水柱의 連續條件 및 水面的 運動學的 境界條件으로부터 水面變動量 ζ를 計算한다. 이같은 方法에 의해 救해진 ζ에는 鉛直方向運動方程式의 簡略化에 따른 誤差가 包含될 可能性이 있고, 또한 그 誤差가 水平方向의 壓力傾斜로써 流動의 展開에 影響을 줄 수 있다. 이러한 誤差를 最小化할 目的으로 水位變動量 ζ를 空間的으로 連結하기 위해 水位變動量 ζ를 時間的으로 implicit한 差分으로 表現하여 ζ의 空間的인 聯立一次方程式을 構成하고 이를 適切한 數值計算法으로 푸는 節次를 採用하였다. 그 外의 時間差分은 leap-frog法에 의한 explicit 差分이다. 또한 時間差分은 計算의 精度 및 計算速度(演算時間)의 向上을 期하기 위해 Spalding(1972)의 hybrid法을 使用하였다.

3.2 境界條件

境界條件은 Fig. 1과 같은 計算領域에 대해 다음과 같이 設定하였다.

水面: $W_s = \partial \zeta / \partial t + U_s \cdot \partial \zeta / \partial x$ (運動學的條件)

$$\partial U / \partial z = \partial N / \partial z = 0, \quad \partial k / \partial z = \partial \epsilon / \partial z = 0$$

壁面: $U = 0, \quad \rho \nu_t \cdot \partial W / \partial x = \tau_w, \quad \partial N / \partial x = 0,$

$$\partial k / \partial x = \partial \epsilon / \partial x = 0$$

底面: $W = 0, \quad \rho \nu_t \cdot \partial U / \partial z = \tau_b, \quad \partial N / \partial z = 0,$

$$\partial k / \partial x = \partial \epsilon / \partial x = 0$$

放流口: $U = U_o, \quad N = N_o, \quad \partial \zeta / \partial x = 0, \quad k = k_o, \quad \epsilon = \epsilon_o$

$$\begin{aligned} \text{下流端: } \partial U/\partial x = \partial N/\partial x = 0, \quad W = \zeta = 0, \\ \partial k/\partial x = \partial \epsilon/\partial x = 0 \end{aligned}$$

여기서 τ 는 剪斷應力を 나타내고, 添字 w 및 b 는 壁面 및 底面을 意味한다.

4. 放流口に 있어서의 k 및 ϵ 의 設定에 관한 檢討

4.1 計算條件

放流口に 있어서의 k 및 ϵ 의 값은 放流條件에 따라 多數 提案되어져 있다. k 및 ϵ 에 관한 放流口에서의 境界條件은 渦動의 規模를 規定하므로 이것이 流動에 미치는 影響을 調査하기 위하여, 本 研究에서는 代表的인 것으로 생각되는 다음 두 가지의 함수에 대해 檢討하였다.

(1) McGuirk and Papadimitriou(1986)

$$\begin{aligned} k_0 &= 0.0025 U_0^2 \\ \epsilon_0 &= k_0^{3/2}/H_0 \end{aligned} \quad (13)$$

(2) 和田 · 荒木(1986)

$$\begin{aligned} k_0 &= 0.01 U_0^2 \\ \epsilon_0 &= k_0^{3/2}/H_0 \end{aligned} \quad (14)$$

여기서, k_0 및 ϵ_0 는 放流口에서의 k 및 ϵ , U_0 는 均一分布의 放流流速, H_0 는 放流水深을 나타낸다.

數值計算은 水理實驗의 條件에 맞추기 위해 Fig. 1 과 같은 領域에 鹽水를 채운 길이 400 cm, 깊이 120 cm의 二次元水路에 淡水를 2.5 cm의 水深으로 表層 放流하는 條件에 대해 實施하였다.

格子網은 흐름의 變化가 放流口附近에서 顯著하고 放流口로부터 멀어짐에 따라 緩慢해지므로, 流動特性의 變化에 適合하도록 放流口附近에서는 細密하고 流下方向 및 水深方向으로 갈수록 間隔이 커지는 不等間隔의 格子를 採用하였다. 格子網의 構成은 水平方向에서는 $\Delta x = 2.0 \sim 22.0$ cm의 34節點, 鉛直方向으로는 $\Delta z = 0.5 \sim 10.0$ cm의 21節點으로 하였다. 또한, 放流水深은 $H_0 = 2.5$ cm, 放流流速은 均一分布의 $U_0 = 10$ cm/sec로, 모든 計算에 있어서 同一한 條件을 賦果하였다. 計算條件은 Table 2에 나타낸 바와 같고 $\Delta t = 0.06$ sec이다.

渦動粘性係數 ν_t 는 式 (8)에 의해 計算되므로, McGuirk *et al.* (1986)에 의한 渦動粘性係數 $\nu_{t(1)}$ 과 和田

Table 2. Calculation conditions for ν_t -sensitivity

Run	k_0	ϵ_0	$\Delta\rho/\rho_a$	Fd_0
NU1	Eq. (13)	Eq. (13)	0.0001134	6.0
NU2	Eq. (14)	Eq. (14)	0.0001134	6.0
NU3	Eq. (13)	Eq. (13)*2.0	0.0001134	6.0
NU4	Eq. (13)	Eq. (13)*0.1	0.0001134	6.0

等(1986)의 $\nu_{t(2)}$ 를 比較해 보면 $\nu_{t(2)}$ 가 $\nu_{t(1)}$ 의 2배, 즉 $\nu_{t(2)} = 2.0 \nu_{t(1)}$ 이다. 또한 Run NU3의 過動粘性係數 $\nu_{t(3)}$ 는 $\nu_{t(1)}$ 의 0.5배, Run NU4의 過動粘性係數 $\nu_{t(4)}$ 는 $\nu_{t(1)}$ 의 10배이다.

Run NU1과 NU2는 各各式 (13) 및 (14)의 檢討을 위한 計算이고, Run NU3 및 Run NU4는 式 (13)의 ϵ_0 의 값을 바꾸어 ν_t 의 變化에 따른 流動의 變化를 調査하기 위한 것이다. 단, Fd_0 는 $Fd_0 = U_0/\sqrt{(\Delta\rho/\rho_a)gH_0}$ 로 정의되는 密度 Froude 數이다.

計算結果의 格子間隔에 대한 非依存性(grid-independence)은 細密한 格子網에 대한 別途의 計算(Run NU1과 同一한 條件)을 實施하고, 그 結果와 거친 格子網에 대한 計算結果를 比較함에 의해 確認하였다. 이를 위하여 水平方向에 $\Delta x = 2.0 \sim 5.0$ cm의 88節點, 鉛直方向에 $\Delta z = 0.5 \sim 2.5$ cm의 70節點의 細密格子網을 使用하여 數值計算을 實施하고, 上記의 거친 格子網에 대한 計算結果와 比較檢討한 結果 兩者가 거의 一致하였다.

4.2 計算結果

Fig. 2는 $Fd_0 = 6.0$ 에 대한 平均流速의 鉛直分布를 나타낸다. 그림에서 橫軸은 放流流速으로 無次元化한 平均流速을, 縱軸은 放流水深으로 無次元化한 水深을 나타낸다. 그림중 (a)-(d)는 各各 放流水深에서 無次元化한 流下距離 $x/H_0 = 4, 10, 20, 40$ 인 地點에서 平均流速의 分布이다.

그림으로부터 알 수 있는 바와 같이 放流口에서의 k 및 ϵ 의 값의 變化에 따른 平均流動의 變化는, 運動量成分이 卓越한 放流口 근처뿐 아니라, 浮力效果가 有效하게 作用할 것으로 推定되는 下流地點에서도 거의 發見되지 않는다. 즉 上述한 바와 같이 $\nu_{t(2)}$ 가 $\nu_{t(1)}$ 의 約 2배이지만, 平均流動의 差異는 微小하다. 또한 ν_t 의 크기順 즉 $\nu_{t(3)} < \nu_{t(1)} < \nu_{t(2)} < \nu_{t(4)}$ 에 대한 特定한 傾向도 나타나지 않는다.

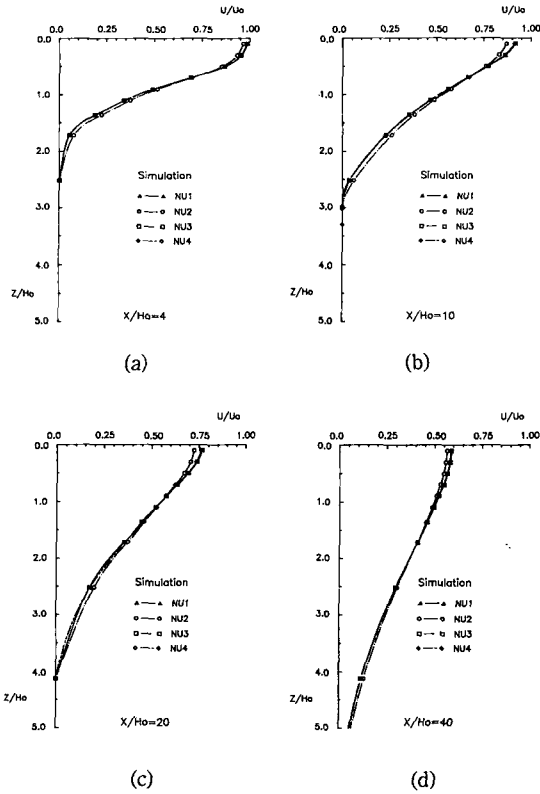


Fig. 2. Variations of vertical distributions of x-direction mean velocity with various v_i/s ($Fd_0=6.0$).

결국 提案되어져 있는 k_0 및 ϵ_0 에 관한 식은 그 값의 差異에도 不拘하고 거의 一致하는 流動을 나타내며, 따라서 v_i 의 10倍 以内의 範圍에서는 方程式의 選擇에 구애받을 必要가 없음을 알 수 있다. 이 같은 結果는 放流口의 k 및 ϵ 의 正確한 값은 v_i 가 分子粘性 ν 의 約 10倍 보다 큰 경우에는 重要하지 않다는 Adams and Rodi(1990)의 研究結果와 定性的으로 一致하는 것으로서 흥미롭다.

以上の 檢討結果로부터 本 研究에서는 McGuirk *et al.*(1986)에 의해 提案된 식 (13)을 採擇하기로 한다.

5. ϵ 方程式의 浮力項의 效果에 대한 檢討

k - ϵ 모델에 使用되고 있는 Table 1의 常數들은 最終적으로 數值計算結果와 實驗結果가 가장 잘 一致되도록 修正되어 決定되었으나, ϵ 에 관한 식 (12)의 浮力에 의한 生成項에 곱해지는 常數 C_{ϵ_3} 는 普遍的인

것으로 認定되고 있지 않다. 安定成層(浮力에 의한 生成이 陰)인 경우와 不安定成層(浮力에 의한 生成이 陽)인 경우에, 이 값은 서로 다른 값을 取하며 또한 그 크기가 確認되어 있지도 않다. 따라서 一般的으로 密度流에 k - ϵ 모델을 適用할 때는 浮力에 의한 生成項은 慎重히 取扱하지 않으면 안된다(ASCE Task Committee, 1988). 大部分의 경우(Gibson *et al.*, 1976; McGuirk *et al.*, 1986; 岩佐 등, 1987; 松梨 등, 1987), ϵ 方程式의 浮力項을 省略($C_{\epsilon_3}=0$)하고 있으나, Rodi(1979)는 浮力生成項의 係數를 여러 가지로 變化시켜서 計算을 行하고 實驗值와의 比較로부터 浮力生成項의 有效性을 示唆하고 있으며, 坂井 등 (1987)도 ϵ 方程式의 浮力項의 效果에 대한 檢討로부터 浮力生成項은 無視할 수 없음을 指摘하고 있다. 本 研究에서는 浮力生成項의 效果의 有無를 確認하기 위하여 식 (12)에서 $C_{\epsilon_3}=0$ 인 경우와 $C_{\epsilon_3}=0.288$ 인 경우에 대해 檢證計算을 實施하였다.

Fig. 3은 密度 Froude 數 $Fd_0=3.3$, Fig. 4는 密度 Froude 數 $Fd_0=6.0$ 에 대한 浮力生成項을 고려한 경우와 고려하지 않은 경우의 平均流速 鉛直分布와 平均浮力의 鉛直分布를 나타내고 있다. 그림에서 U/U_0 , z/H_0 , x/H_0 는 前述한 바와 같으며 橫軸의 B 는 $\Delta\rho/\rho_0$ 로서 平均浮力을 나타내고 B_0 는 放流口에서의 B 의 값이다. 또한, 범례의 CE3-A 및 CE3-C는 $C_{\epsilon_3}=0$ 인 경우를 CE3-B 및 CE3-D는 $C_{\epsilon_3}=0.288$ 인 경우를 나타낸다. Fig. 3 및 4는 浮力生成項의 效果만을 調査할 目的으로 作成한 것으로서 實驗結果와의 比較는 Fig. 5를 參照하기 바란다. 그림에서 알 수 있는 바와 같이 $Fd_0=6.0$ 인 경우 浮力生成項의 效果는 微小하지만 $Fd_0=3.3$ 인 경우에는 浮力生成項의 效果가 명료하게 나타난다. 특히 浮力效果가 卓越해지는 下流領域에서 그 效果는 더욱 크다. 즉 浮力生成項을 無視한 경우에는 微小했던 成層化의 程度가 浮力生成項을 考慮한 경우 顯著히 改善되고 있음을 알 수 있으며, 成層化에 따른 鉛直方向混合의 抑制로 因한 水平方向 運動量의 保存이 잘 再現되고 있다. 이러한 傾向은 平均浮力의 경우에 더욱 크게 된다. 이것은 흐름의 慣性力과 浮力의 比로 構成되어 있는 密度 Froude數의 物理的 意味로부터도 明白한 사실이다. 따라서, 密度 Froude數가 작은 흐름일수록 浮力生成項의 影響은 增加할 것임을 알 수 있다.

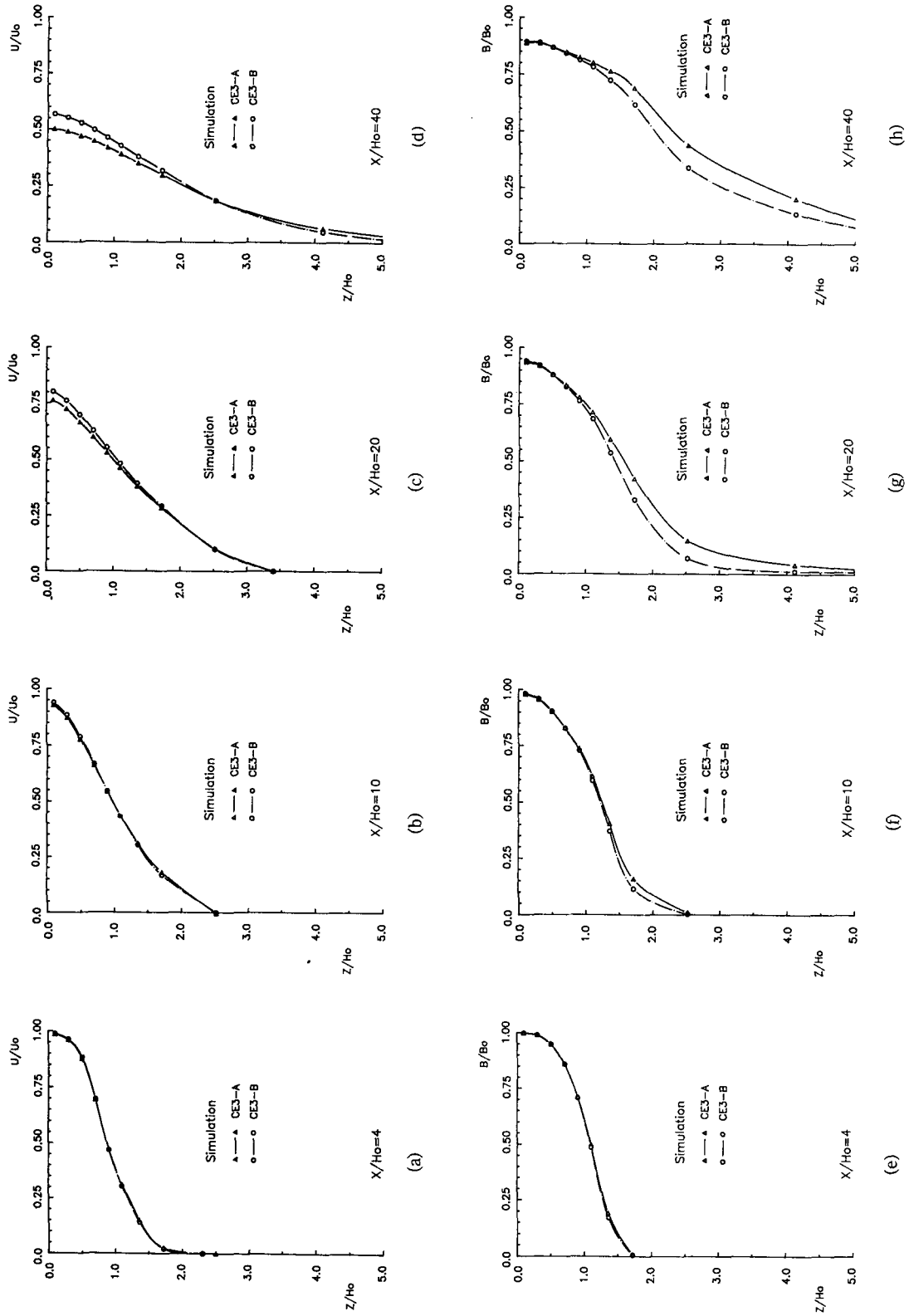


Fig. 3. Vertical distributions of x-direction mean velocity and mean buoyancy in the cases with (CE3-A) and without (CE3-B) the buoyancy production term ($F_{d_0} = 3.3$).

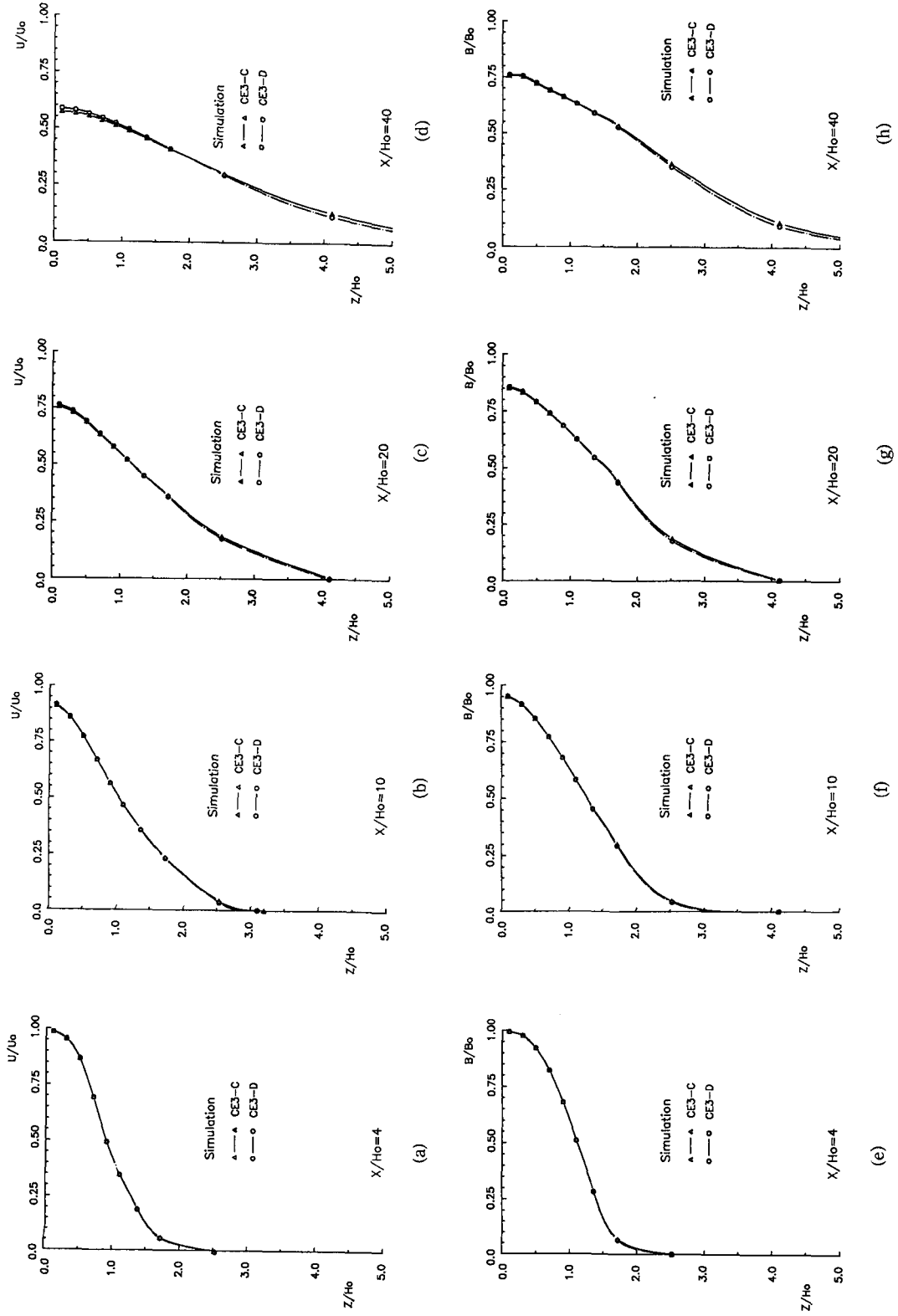


Fig. 4. Vertical distributions of x-direction mean velocity and mean buoyancy in the cases with (CE3-C) and without(CE3-D) the buoyancy production term ($F_{d_0} = 6.0$).

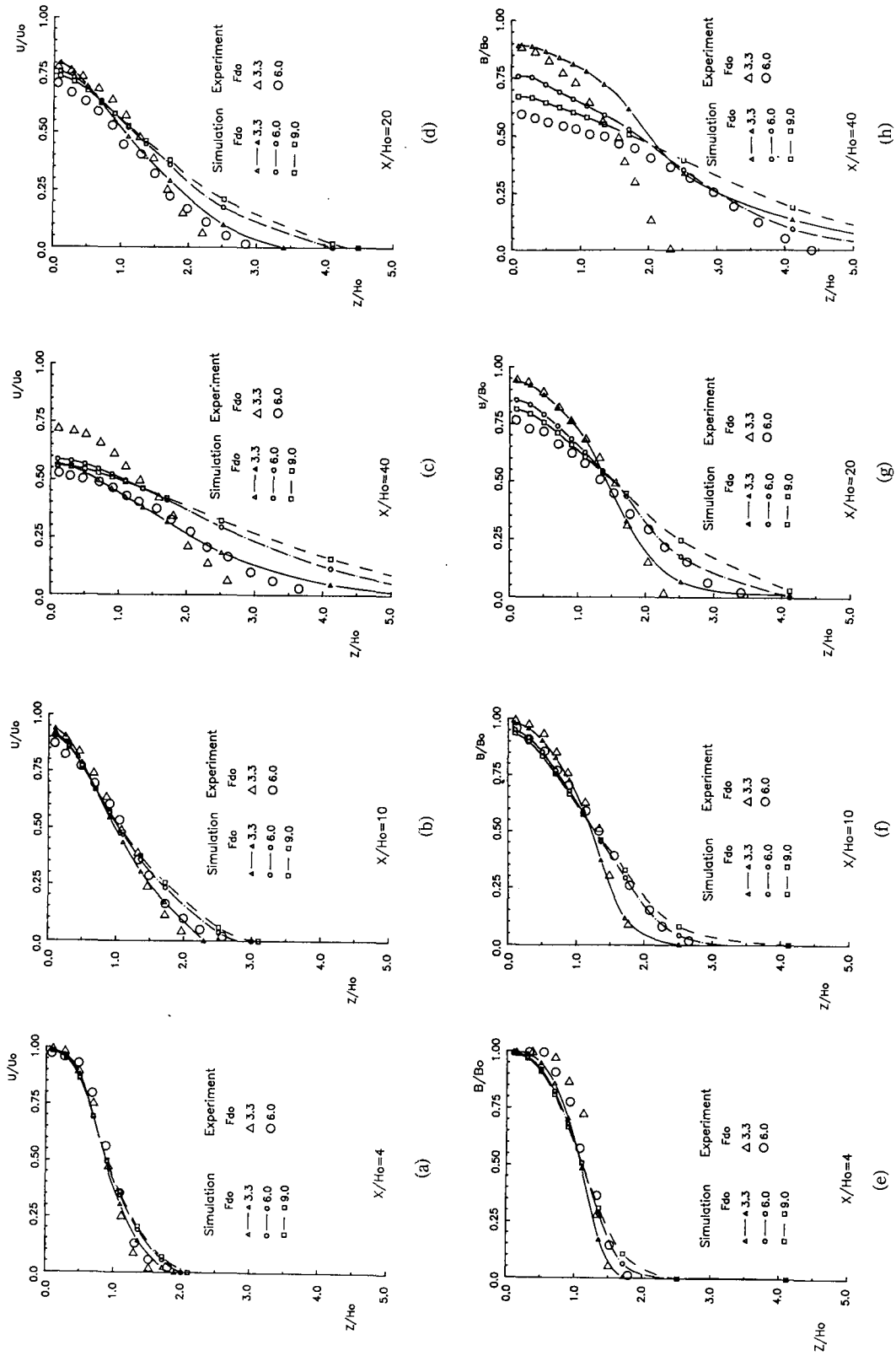


Fig. 5. Vertical distributions of mean velocity and buoyancy.

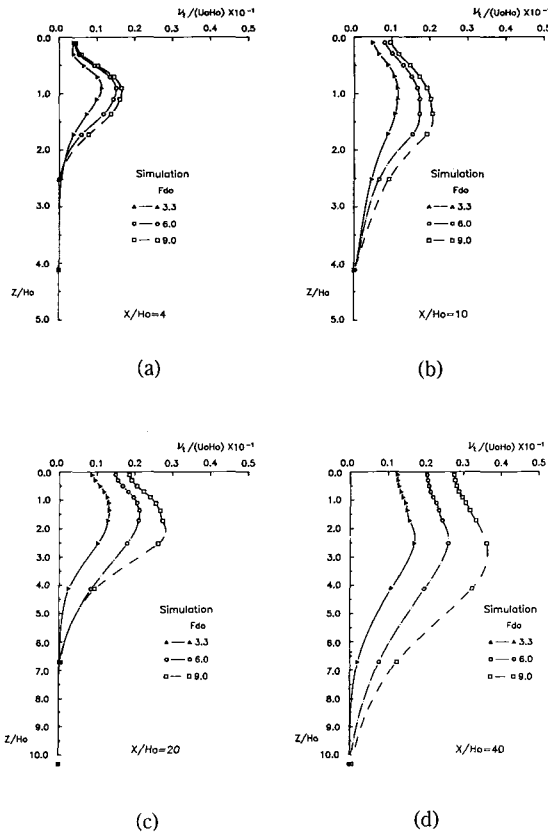


Fig. 6. Vertical distributions of eddy viscosity ν_t .

6. 計算結果 및 考察

6.1 平均流動場

二次元 表層放流 密度噴流의 數值計算은 前項에서와 같이 密度 Froude 數 $F_{d0} = 3.3, 6.0, 9.0$ 의 세 경우에 대해 實施하고, 平均流動場에 관한 結果는 Fig. 5에 나타낸 바와 같다. 그림 中の 實驗結果는 中辻 (1984)에 의한 것이다. 初期 運動量流束(momentum flux)이 우세한 $x/H_0 = 10$ 까지는 計算結果와 實驗結果는 良好하게 一致하고 있으나, 浮力에 의한 成層效果가 强하게 되는 $x/H_0 = 40$ 에서는 兩者의 一致도는 나쁘게 된다. 이러한 傾向은 平均浮力의 경우에 더욱 顯著하다. 그러나 室田 등(1989)의 計算結果보다 實驗結果와의 一致하는 程度가 상당히 改善되어 있으며, 이것은 室田 等의 研究에서 浮力生成項을 省略하고 있으며, 또한 風上(upwind) 差分에만 依存하고 있는

數值技法上の 問題에 起因하고 있는 것으로 判斷된다.

6.2 亂流變動場

Fig. 6는 Fig. 5에 對應하는 流下位置에 있어서의 渦動粘性係數 ν_t 의 鉛直方向分布를 나타낸다. 密度 Froude 數가 클수록 즉 浮力에 비해 慣性力이 큰 흐름일수록 ν_t 의 값이 크게 되는 傾向이 잘 再現되고 있다. 또한 密度 Froude數가 클수록 ν_t 의 最大値가 나타나는 水深이 크게 되고 있는데, 이것은 密度 Froude 數가 큰 흐름에서 鉛直方向의 퍼짐이 커짐을 意味하며 亂流混合이 활발히 일어나고 있음을 가리킨다.

水面附近에서 ν_t 는 깊은 水深에서, 보다 작은 값을 나타내고 있는데 이는 水面이 壁面과 마찬가지로 亂流變動을 抑制하고 있음을 보여주는 것으로 McGuirk et al. (1986)와 定性的으로 一致하는 結果이다.

Fig. 7은 Reynolds 應力 $\overline{u'w'}$ 와 鉛直方向亂流浮力流束 $\overline{w'b'}$ 의 鉛直分布를 나타낸다. 計算結果는 實驗結果보다 全般的으로 큰 값을 取하고 있다. 그러나 最大値의 發生位置는 兩者가 一致하고 있다. $x/H_0 = 10$ 까지의 範圍에서의 平均流速 및 平均浮力의 結果가 實驗値와 매우 良好하게 一致하고 있음에도 不拘하고 鉛直方向의 亂流輸送이 過大評價되고 있음은 理解하기 어려운 點이며 이것은 今後 繼續 研究해야 할 課題이다.

7. 結 論

二次元 表層放流 密度噴流의 流動에 대한 數值計算을 k-ε 二方程式 亂流모델에 의해 實施하고 實驗結果와의 比較로부터 模型의 妥當性を 檢討하였다.

放流口에서의 k 및 ε값의 設定이 流動의 展開에 미치는 影響은 微小하며 提案되어 있는 方程式의 選擇에 拘束을 必要가 없음을 確認하였다.

ε 方程式의 浮力生成項은 많은 研究者에 의해 無視되고 있으나 本 研究結果로부터 흐름의 成層化의 再現에는 無視할 수 없는 重要한 項임이 立證되었다.

k-ε 모델이 局所等方性的의 假定을 導入하고 있으므로 浮力效果가 우세한 領域에서는 流動을 充分히 再現할 수 없으나, 成層化가 發達하기 以前의 領域에서는 k-ε 모델로부터 實驗結果와 良好하게 一致하는 結果를

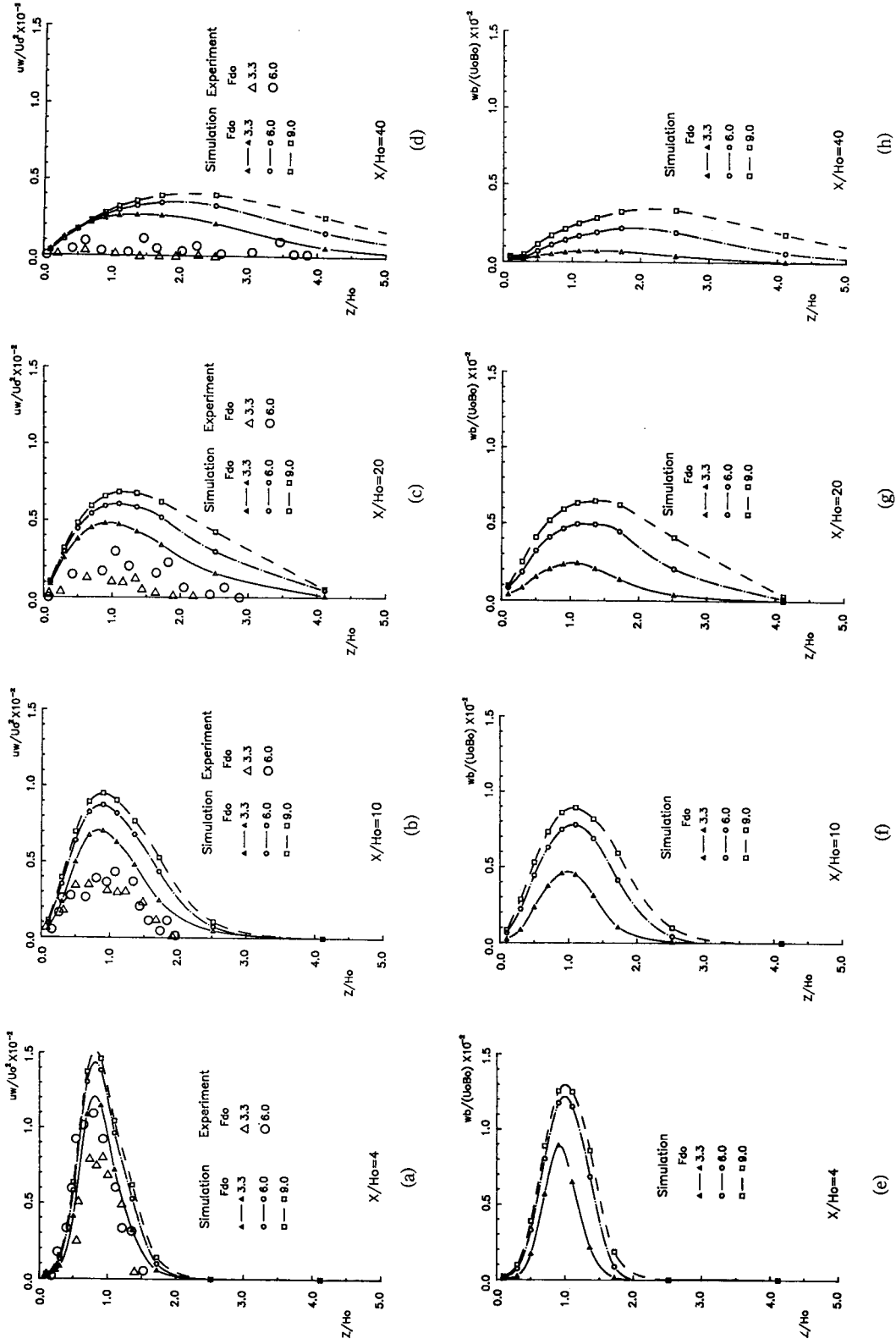


Fig. 7. Vertical distributions of Reynolds stress and turbulent buoyancy flux.

얻을 수 있었다.

参考文献

- Adams, E.W. and Rodi, W., 1990. Modelling flow and mixing in sedimentation Tanks, *J. Hydr. Engrg., ASCE*, **116**(7): 895-913.
- Davidov, B.I., 1961. On the statistical dynamics of an incompressible turbulent fluid, *Doklady Academy Nauk SSSR*, **136**: 47.
- Gibson, M. and Launder, B.E., 1976. On the calculation of horizontal turbulent free shear flow under gravitational influence, *J. Heat Transfer, ASME*, **98**: 81-87.
- Jones, W.P. and Launder, B.E., 1972. The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence, *Intl. J. Heat Mass Transfer*, **15**: 1878-1806.
- Launder, B.E. and Spalding, D.B., 1974. The numerical computation of turbulent flows, *Computer Methods in Applied Mech. and Engrg.*, **3**: 269-289.
- McGuirk, J.J. and Papadimitriou, C., 1986. A numerical study of the internal hydraulic Jump, Intl. Sympo. on Buoyant Flows, Athens, Greece, 242-255.
- Nakatsuji, K., Huh, J.Y. and Kurita, H., 1987. Three-dimensional computation of river plumes, Proc. 22nd Congress, IAHR, Lausanne, Switzerland, Technical Session B, 391-396.
- Patanker, S.V. and Spalding, D.B., 1972. A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows, *Intl. J. Heat Mass Transfer*, **15**: 1787-1806.
- Rodi, W., 1979. Influence of buoyancy and rotation on equations for the turbulent length scale, 2nd Sympo. on Turbulent Shear Flows, London, England, 1037-1042.
- Spading, D.B., 1972. A novel finite difference formulation for differential expressions involving both first and second derivatives, *Intl. of Numerical Methods in Engineering*, **4**: 551-559.
- Webb, E.K., 1970. Profile relationships: the long-linear ranges and extension to strong stability, *Quart. J. R. Met. Soc.* **96**: 67-90.
- The ASCE task committee on turbulence models in hydraulic computations, 1989. Turbulence modelling of surface water flow and transport: Part I, *J. Hydr. Engrg., ASCE*, **114**(9): 970-991.
- 許再寧, 崔漢起, 1991. k-ε 모델의 二次元 表層 密度噴流에의 適用(第 1報), 大田大學校 都市開發研究所論文集 第 2 號(印刷中).
- 岩佐義朗・細田 尚・伊藤邦展, 1987. 亂流モデルによる Buoyant Surface Jet의 數値解析, 京都大學防災研究所年報, 第 30 號, B-2, 583-595.
- 松梨順三朗・岡田俊文・黒林寛治, 1987. 亂流モデルによる 表層密度噴流의 解析, 第 31 回 水理講演會論文集, 503-508.
- 室田 明・中辻啓二・藤崎 豊, 1989. 亂流モデル의 成層せん 斷流への 適用, 土木學會 第 33 回 水理講演會論文集, 583-588.
- 中辻啓二, 1984. 表層 密度噴流의 混合機構と擴がりに関する 基礎的研究, 大阪大學學位論文, 104.
- 坂井伸一・岩佐義朗・世田 尚, 1987. ε-方程式의 浮力項의 効果に関する 檢討, 土木學會 第 42 回 年次學術講演會, II-207.
- 和田 明・荒木 洋, 1986. 冷却水放水口近傍での 高温領域擴 散豫測手法의 開發, 電力中央研究所報告, No. 385034.