

2次元 表層密度噴流에 대한 代數應力모델의 適用 An Application of Algebraic Stress Model to a Two-Dimensional Buoyant Surface Jet

김기흥* · 함계운** · 박준일** · 허재영***

Ki Heung Kim*, Gye Un Ham**, Jun Il Park** and Jae-Yeong Huh***

要 旨 : 표층밀도분류에 대한 수치계산에서 문제로 되는 것은 자유수면의 처리, 레이놀즈응력/플럭스항, 특히 난류변동성분에 미치는 부력효과 등에 관련된 것이며, 이것에 대한 보다 집중적인 연구가 필요하다. 또한, 농도장이나 온도장에서의 난류변동성분을 측정하는 데 있어서의 어려움으로 인한 실험자료의 부족으로 수치 계산으로부터 얻어진 예측결과의 충분한 검증은 이루어지지 않고 있다. 본 연구에서는 2차원 표층밀도분류에 대한 유동특성을 조사하기 위하여 난류의 비등방성을 고려하여 난류응력을 직접 계산하는 대수응력모델을 적용하여 수치계산을 행하고, 그 결과를 실험결과와 비교·검토하였다. 검토한 결과, 대수응력모델은 전 영역모델은 전 영역에서 2차원 표층밀도분류의 유동특성을 양호하게 재현하였으며, 특히 부력효과로 인한 성층화가 발생하는 부력 탁월영역에서 난류유동장의 흐름특성을 합리적으로 예측함을 입증하였다.

Abstract □ The numerical study on the surface buoyant jets has remained of requiring more intensive investigation for problems due to the treatments of free surface, Reynolds stress/flux terms in turbulent flow and especially buoyancy effects on the turbulent fluctuation, etc. The verification of predicted results from the numerical study continues in the qualitative study, because of the lack of experimental data, which seems to be due to the difficulties in measuring the turbulent fluctuations in concentration or temperature fields. In this study, the computer program of Algebraic Stress Model has been developed to investigate the behaviours of two-dimensional surface buoyant jets with free surface boundary condition. The computational results are compared with published experimental data. By comparing these results with experimental data, it is found that this model can predict fairly well the flow characteristics of two-dimensional surface buoyant jets in the momentum-dominant region and buoyancy-dominant region. Especially, it is proved that this model can predict the flow characteristics reasonably in buoyancy-dominant region stably stratified due to buoyancy effect.

1. 序 論

발전시설이나 공업시설에서 주위 환경수역으로 직접 방류되는 온배수나 폐수는 주위 방류수역의 환경에 부분적인 변화를 준다. 주위 환경수역으로 방류된 유체 주위유체와 밀도차가 있으며, 이러한 密度噴流은 방류된 플럭스(flux)의 초기 운동량 플럭스가 유체운동을 지배하는 噴流의 특성과 밀도차에 기인하는 부력 플럭스로서의 유체운동을 일으키는 플룸(plume)적 특성을 동시에 갖는다.

밀도분류의 혼합회석이나 유동형태는 방류된 운동량 플럭스와 부력 플럭스의 작용방향이 동일한가 직교하는가에 따라 다르며, 또한 이들 두 플럭스의 대소 관계에 따라 달라진다. 부력효과가 放流流速에 미치는 영향은 방류형식(俵層放流 또는 水中放流)에 따라 현저하게 다르고, 밀도분류가 나타내는 유동형태에 있어서도 큰 차이가 생긴다. 최근에 온배수나 공업폐수의 방류에는 混合稀釋率이 높은 수중방류형식도 고안되어 있지만, 일반적으로 공학적으로 경제적으로 유리하기 때문에 표층방류 형식이 이용되고 있다.

*慶尙大學校 生産技術研究所 (Institute of Industrial Technology, Gyeong Sang National University)

**慶尙大學校 土木學科 (Department of Civil Engineering, Gyeong Sang National University)

***大田大學校 土木學科 (Department of Civil Engineering, Taegon University)

表層密度噴流은 하구부근의 하천수 유출이나 발전 시설로부터의 온배수 및 하수처리장의 방류 등에서 관찰되는 현상으로서, 흐름이 그 上下面의 경계층으로 自由水表面과 成層境界面의 통제를 받기 때문에 자유난류 특유의 전단류효과와 성층안정효과가 공존하는 특이한 흐름이다. 따라서 흐름은 밀도차에 기인하는 부력을 받으며, 부력에 의한 성층화는 연직방향의 난류운동을 억제하므로 주위수와의 혼합을 방해한다. 安定成層場에 있어서 난류운동의 억제효과는 밀도류의 유동을 예측하는데 매우 중요한 요소이며, 성층효과를 표현하기 위해서는 성층경계면에 있어서의 난류수송에 대한 이해가 필요하다.

표층밀도분류의 유동은 방류구로부터의 거리에 따라 운동량 탁월영역, 천이영역 및 부력 탁월영역으로 나눌 수 있다. 운동량이 흐름을 지배하는 운동량 탁월영역에서는 충분히 발달된 난류상태로서 흐름이 자기 보존적이지만, 流下방향으로 갈수록 부력이 흐름의 특성에 큰 영향을 미치면 부력 탁월영역에서는 연직방향의 유체이동 및 난류혼합이 억제되어 간접적으로 수평방향으로의 퍼짐(spreading)이 촉진되므로 흐름의 자기상사성은 더 이상 성립하지 않는다. 이러한 유동을 해석 또는 계산함에 있어서 문제가 되는 것은 난류수송의 표현이다. Boussinesq의 와동점성개념을 사용하는 대표적인 $k-\epsilon$ 모델은 난류운동에 너지 k 및 에너지소산율 ϵ 으로부터 와동점성계수를 산정하므로 난류의 비등방성을 고려하지 못하는 결함이 있다. 그 때문에 레이놀즈응력 모델에 의하여 레이놀즈 응력과 난류 열/질량플럭스 등 스칼라량의 수송방정식을 직접 해석할 필요가 있으나, 방정식의 수가 많아져서 계산이 쉽지 않을 뿐만 아니라 많은 계산시간을 필요로 한다. 따라서, 레이놀즈응력 모델의 기본적인 특성을 유지하면서 방정식을 대수적인 표현으로 간략화한 대수응력 모델을 이용한 난류운동장의 해석이 현재 활발히 시도되고 있다.

대수응력 모델(Algebraic Stress Model: ASM)에 의한 수치해석의 연구가 시도되어져 왔으나(Laundner, 등, 1976; Gibson과 Laundner, 1976; Nakatsuji, 등, 1993), 자유수표면의 취급, 난류의 표현, 특히 난류의 변동성분에 미치는 부력의 영향에 대한 표현 등 수치계산상의 문제점이 많으며, 또한 농도 또는 온도 변동장에서의 난류계측의 어려움 때문에 신뢰할 만한 실험자료가 부족하여 예측결과의 검증도 충분하지

않다(金, 1995).

본 연구에서는 표층밀도분류의 기초방정식에 있어서 난류운동으로 발생하는 난류응력플럭스를 계산하기 위하여 ASM을 적용하여 프로그램을 작성하고, 수치해석한 결과를 실험결과와 비교하므로써 수치모델로서의 적용성을 검증한 후, 표현밀도분류의 흐름 특성을 파악하고자 하였다.

2. 亂流모델

표층방류 밀도분류에 대한 기초방정식의 정식화에서는 다음과 같은 가정조건을 도입한다. 즉, 유체는 비압축성이고, 밀도는 보존물질의 농도에 비례하며, 흐름의 연직방향의 가속도와 레이놀즈응력은 중력가속도에 비하여 충분히 작으므로 정수압근사가 가능하다. 또한, Boussinesq의 근사가 성립하므로 밀도변화의 영향은 압력항에서만 고려되며, 레이놀즈수가 큰 난류장을 대상으로 하므로 분자확산은 무시한다. 유체에 작용하는 체적력은 중력뿐이며, Coriolis 힘은 무시한다.

2차원 표층밀도분류의 흐름을 지배하는 기초방정식은 앞에서의 가정조건과 더불어 질량, 운동량 및 스칼라량의 보존법칙 및 경제층근사에 의하여 다음과 같이 표현된다.

연속방정식:

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

운동방정식:

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

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

확산방정식:

$$\frac{\partial B}{\partial t} + U \frac{\partial B}{\partial x} + W \frac{\partial B}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} (-\overline{wb}) \quad (4)$$

여기서, U , W 는 각각 x , z 방향의 평균유속성분, u , w 는 각각 x , z 방향의 유속의 변동성분, P 는 평균압력, ρ 는 밀도, ρ_a 는 기준밀도, $\Delta\rho$ 는 밀도차 ($\rho_a - \rho$), g 는

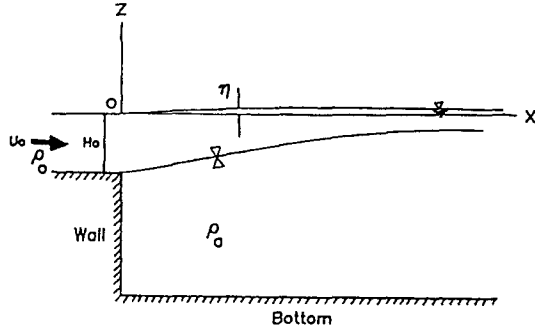


Fig. 1. Coordinate system and boundaries.

중력가속도 B 는 $B = \Delta\rho g / \rho_0 \geq 0$ 로 정의되는 평균부력, b 는 평균부력 B 의 변동성분이다.

좌표계는 방류구 중심축상의 평균수면에 원점을 취하고 흐름방향을 x 축, 연직상향을 z 축으로 취한다. 식 (3)으로부터 압력은 정수압분포로 된다. 수표면을 $z = \eta$ 로 하면, $z = -h$ 에 있어서의 압력은 다음 식으로 표시된다.

$$P_{z=-h} = \int_{-h}^{\eta} \rho g dz = \rho_0 g (\eta + h) - \int_{-h}^{\eta} \Delta\rho g dz \quad (5)$$

식 (5)에 있어서 우변 제1항은 기준밀도에 의한 압력이고, 임의의 수심에서 일정한 값을 취한다. 제2항은 밀도차에 의한 압력 즉, 부력에 의한 압력의 감소량이다.

$k-\varepsilon$ 2-방정식 모델에서는 흐름장의 국소등방성을 가정하여 식 (2)의 레이놀즈응력 $-\overline{uw}$ 및 식 (4)의 부력플럭스 $-\overline{wb}$ 는 각각 다음 식으로 표현된다.

$$-\overline{uw} = \nu_t \frac{\partial U}{\partial z} \quad (6)$$

$$-\overline{wb} = \Gamma_t \frac{\partial B}{\partial z} \quad (7)$$

여기서, ν_t 는 와동점성계수, Γ_t 는 와동확산계수이며 다음과 같이 표현된다.

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

여기서, C_μ 는 실험상수이다.

와동점성계수의 계산에 필요한 난류운동에너지 k 및 점성소산을 ε 은 $k-\varepsilon$ 모델방정식을 사용하여 계

산하는데, 2차원 표층밀도분류의 k 및 ε 방정식은 식 (9) 및 식 (10)과 같다.

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U \frac{\partial k}{\partial x} + W \frac{\partial k}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial z} \right) + P_r + G_r - \varepsilon \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + U \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + W \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right) \\ + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} P_r - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} + C_{\varepsilon 3} \frac{\varepsilon^2}{k} G_r \end{aligned} \quad (10)$$

$$\text{여기서, } P_r = -\overline{uw} \frac{\partial U}{\partial z} = \nu_t \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2, \quad G_r = -\overline{wb} = \frac{\nu_t}{\sigma_t} \frac{\partial B}{\partial z}$$

σ_k , σ_ε , $C_{\varepsilon 1}$, $C_{\varepsilon 2}$, $C_{\varepsilon 3}$ 는 실험상수, σ_t 는 난류 Schmidt 수이다.

편미분방정식을 그 방정식의 기본적인 성질을 유지하도록 하여 대수방정식으로 단순화한 것이 대수 응력모델이다. 대수응력모델의 근거는 난류 응력플럭스 수송방정식에서 종속변수들의 경사는 변화율, 이유항 및 소산항에만 나타나는 이러한 항들의 경사가 모델근사에 의하여 소거되면 편미분방정식은 대수방정식으로 변환되는 것에 있다(Ljuboja와 Rodi, 1980). 이대수방정식에 경계층근사를 적용하면, 2차원 표층 밀도분류에 대한 난류변동량이 식 (11)~식 (16)과 같이 간략하게 표현된다.

$$\begin{aligned} \overline{w^2} = \frac{2}{3} k \left\{ C_1 - 1 + \frac{P_r + G_r}{\varepsilon} (C_2 - 2C_2 C_2' f_w) \right. \\ \left. + \frac{G_r}{\varepsilon} (3 - C_2 - 2C_3 + 2C_2 C_2' f_w) \right\} \\ \cdot \left\{ C_1 + 2C_1' f_w + \frac{P_r + G_r}{\varepsilon} - 1 \right\}^{-1} \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \overline{w^2} = \frac{2}{3} k \left\{ \frac{P_r}{\varepsilon} (3 - 2C_2 - 2C_2 C_2' f_w) + C_1 - 1 + \frac{3}{k} C_1' f_2 \frac{\overline{w^2}}{\varepsilon} \right\} \\ \cdot \left\{ C_1 + \frac{P_r + G_r}{\varepsilon} - 1 \right\}^{-1} \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \overline{uw} = -C_\mu' \frac{k^2}{\varepsilon} \frac{\partial U}{\partial z} = -\frac{\overline{w^2}}{k} \left\{ 1 - C_2 + \frac{3}{2} C_2 C_2' f_w \right. \\ \left. - (1 - C_{2b}) \frac{1 - C_{3b}}{C_{1b}} \alpha \beta \right\} \\ \cdot \left\{ C_1 + \frac{3}{2} C_1' f_w + \frac{1 - C_{3b}}{C_{1b}} \beta \right\}^{-1} \frac{k^2}{\varepsilon} \frac{\partial U}{\partial z} \end{aligned} \quad (13)$$

$$\overline{ub} = -\frac{1}{C_{1b}} \frac{k}{\varepsilon} \overline{uw} \frac{\partial B}{\partial z} + \frac{C_{2b}-1}{C_{1b}} \overline{w^2} \alpha \beta \frac{\partial U}{\partial z} \quad (14)$$

$$\overline{wb} = -\frac{\overline{uw}^2 k}{\varepsilon} \frac{\partial B}{\partial z} \quad (15)$$

$$\overline{b^2} = \frac{\overline{wb}}{\varepsilon} C_{R'} \frac{\partial B}{\partial z} \quad (16)$$

여기서,

$$P_r = -\frac{\overline{uw} \frac{\partial U}{\partial z}}{\frac{\partial U}{\partial z}} = v_t \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2, \quad G_r = -\overline{wb} = \frac{v_t}{\sigma_t} \left(\frac{\partial B}{\partial z} \right),$$

$$\alpha = \{C_{1b} + C_{1b}' f_w + 2(1 - C_{3b}) C_R \beta\}^{-1}, \quad \beta = -\frac{k^2}{\varepsilon^2} \frac{\partial B}{\partial z} \text{이다.}$$

k 와 ε 의 수송방정식은 식 (9)와 식 (10)을 이용하지만, 확산항에 관한 모델상수 σ_k 와 σ_ε 의 값은 성층효과 및 자유수표면(혹은 벽면)으로 접근함에 따라 영향을 받기 때문에, k 와 ε 의 확산이 와동점성계수 v_t 그 자체에 비례하는 것이 아니라 $(\overline{w^2}/k) \times (\overline{k^2}/\varepsilon)$ 에 비례하도록 σ_k 와 σ_ε 의 값을 보정한다(Rodi, 1980).

$$\sigma_k = \frac{\omega}{C_k}, \quad \sigma_\varepsilon = \frac{\omega}{C_\varepsilon} \quad (17)$$

$$\text{여기서, } \omega = \frac{1 - C_2 + \frac{3}{2} C_2 C_2' f_w - (1 - C_{2b}) \frac{(1 - C_3)}{C_{1b}} \alpha \beta}{C_1 + \frac{3}{2} C_1' f_w + \frac{(1 - C_3)}{C_{1b}} \beta}$$

또한, 벽면의 존재가 난류특성에 미치는 영향은 벽면 전단력의 효과가 부가되는 것으로서, 자유수표면이 난류특성에 미치는 영향과 유사하다고 생각할 수 있다. Celik과 Rodi(1984)는 Gibson과 Launder(1976)가 제안한 압력-변형 상관항에 있어서의 벽면

Table 1. Conditions of numerical calculation

Case	U_0 (cm/sec)	H_0 (cm)	ρ_0 (kg/m ³)	F^{*0}
1	10.0	2.5	1003.75	3.3
2	10.0	2.5	1001.14	6.0
3	10.0	2.5	1000.50	9.0

Table 2. Values of the constants in ASM

C_1	C_2	C_3	C_1'	C_2'	C_w	C_{1b}	C_{2b}	C_{3b}	C_{1b}'	C_R	C_k	C_ε
1.8	0.6	0.5	0.5	0.3	2.5	3.0	0.33	0.33	0.5	0.8	0.25	0.15

수정모델을 확장하여, 벽면감쇠함수 f_w 를 자유수표면에 확장한 자유수표면 감쇠함수 f_s 를 다음과 같이 제안하였다.

$$f_s = \frac{k^{3/2}}{C_w \varepsilon} \cdot \frac{1}{z_n + 0.04 \frac{k_s^{3/2}}{\varepsilon_s}} \quad (18)$$

여기서, k_s 와 ε_s 는 각각 자유수표면에서의 k 와 ε 의 값이며 z_n 은 자유수표면으로부터 연직방향으로 측정된 거리이다. 식 (18)은 자유수표면으로부터 멀어질수록 보정효과가 감소한다는 것을 나타낸다. σ_t 에 관해서는 극소적인 성층안정도를 나타내는 경사형 Richardson 수의 함수로서 표현되는 식 (19)를 사용한다.

$$\sigma_t = \frac{\omega}{\alpha} \quad (19)$$

본 모델에서 사용되는 각 상수의 값은 Table 2에 나타낸 바와 같다(Rodi, 1980).

3. 數值計算

3.1 계산조건

수치실험의 대상은 Fig. 2와 같이 염수를 가득 채운 길이 400 cm, 깊이 120 cm의 2차원 수조에 담수를 표층으로 방류하는 밀도분류이다. 방류조건은 中泔(1984)의 실험을 참고하였다. 격자망은 유동특성에 따라서 격자간격은 $\Delta x = 6.0 \sim 22.0$ cm, $\Delta z = 0.5 \sim 10.0$ cm로 부등간격 격자망을 사용하였으며 수평방향으로 34개, 연직방향으로 21개의 격자로 분할하였다.

이산화 시간간격으로는 CFL(Courant, Friedrichs and Lewy)안정조건으로부터 $\Delta t = 0.020$ sec로 하였다. 또한, 방류구에서의 초기조건은 McQuirk와 Papadimitriou(1986)의 경험식을 사용하였다. 수치계산조건은 Table 1과 같다. 본 계산은 시간중속 방정식으로부터 정상해를 구하고 있으므로 수치해의 수렴성을 검증할 필요가 있다. 수렴성의 검증을 위해서는 방류구 유량과 하류단 유량과의 차를 방류구 유량으로

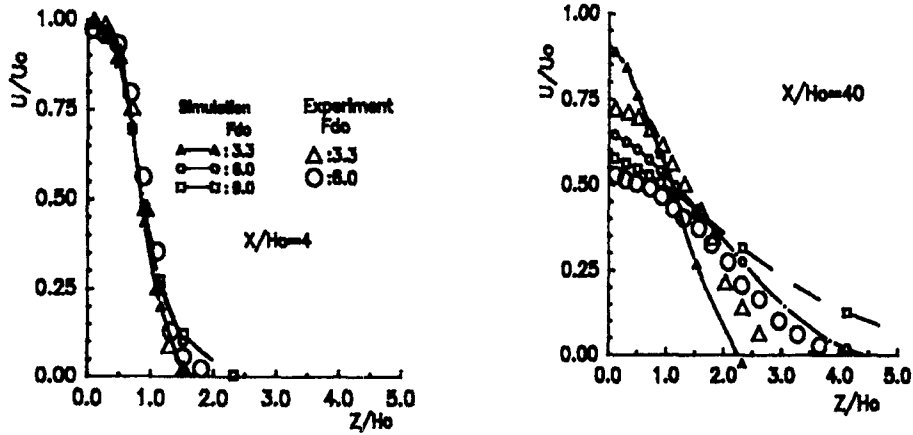


Fig. 3. Vertical distribution of mean velocity U .

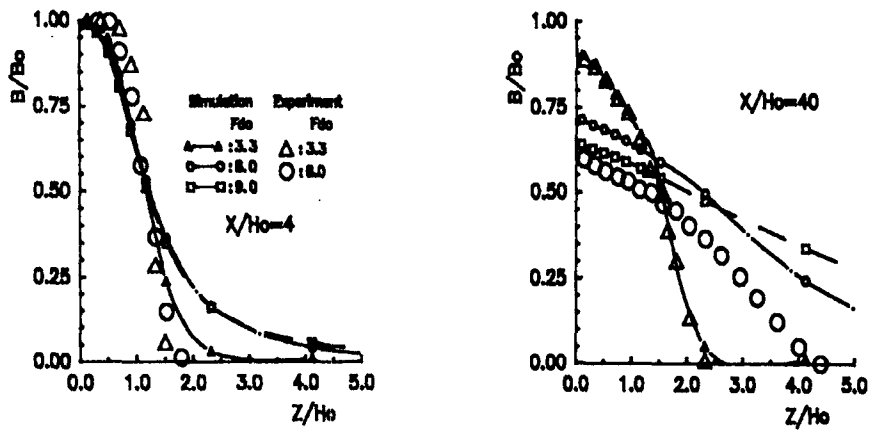


Fig. 4. Vertical distribution of mean buoyancy B .

방류구에서는 흐름이 일정하므로 수면경사는 없으며 하류단에서의 평균수위는 일정하다고 가정하였다.

$$\frac{\partial \eta}{\partial x} = 0 \quad (x=0), \quad \eta = 0 \quad (x=L)$$

3.3 초기조건

초기조건으로서는 정지한 균질유체에 방류구조에서 주어지는 유체가 유입하는 것으로 가정하였다.

3.4 계산결과 및 고찰

대수응력모델(ASM)의 수치계산결과와 실험결과를 비교, 검토하여 ASM의 적용성을 고찰하였다. 방류구 수심으로 무차원화한 유하방향의 각 지점 $x/H_0=4$, $x/H_0=40$ 에서 방류구의 유속 U_0 , 방류구의 평균부력

B_0 및 방류구 부력플럭스 $U_0 B_0$, 방류구 유량 $U_0 H_0$ 등에서 무차원화한 연직방향의 평균유속, 평균부력 및 난류량의 분포를 그림으로 나타내고 있다. $x/H_0=4$ 는 운동량 탁월영역을 대표하고, $x/H_0=40$ 은 유하방향에 따른 부력 탁월영역을 나타낸다. Fig. 3은 평균유속 U 의 연직방향 분포로, 운동량 탁월영역에서는 유동 특성은 잘 재현되고 있지만, 확산이 탁월한 하류영역에서는 실험치와 다소 차이를 보이고 있다.

Fig. 4는 평균부력 B 의 연직방향 분포로서 밀도 Froude수가 작은 경우(밀도차가 큰 경우), 운동량 탁월 영역뿐만 아니라 부력 탁월영역에서도 부력을 받는 밀도류의 유동특성을 잘 재현하고 있으며, 특히 부력이 지배적인 하류부에서의 평균부력의 분포특성은 실험치와 잘 일치하고 있다. 그러나, 밀도

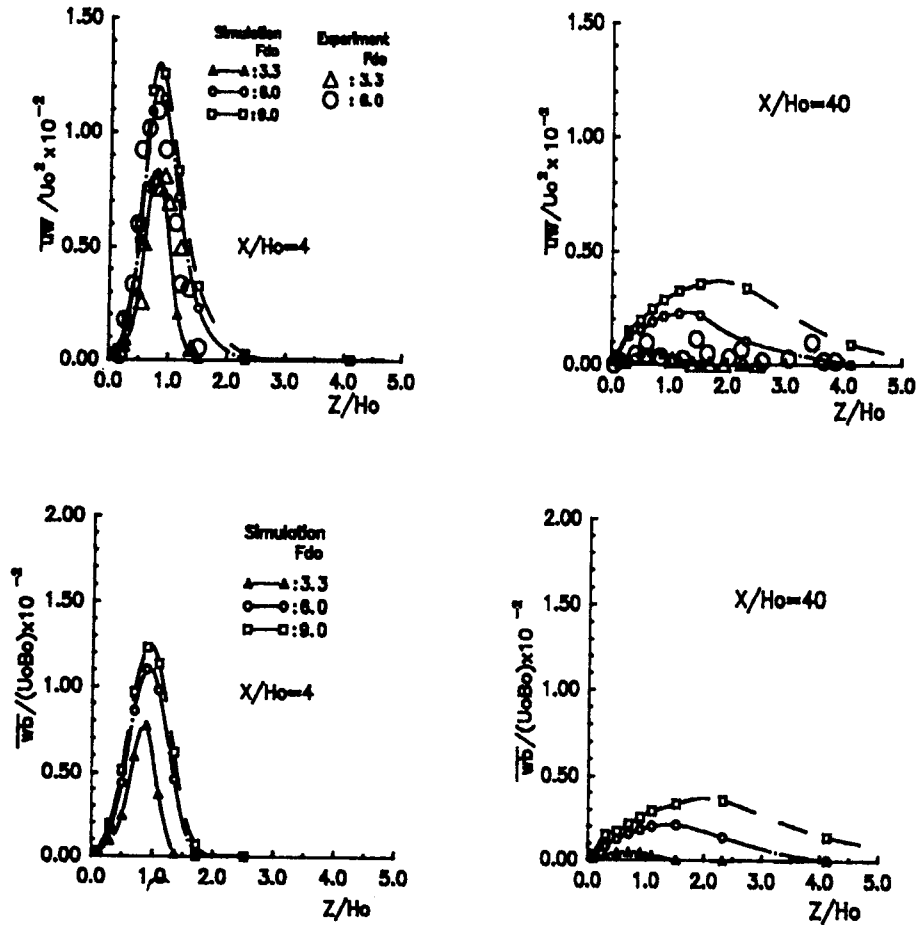


Fig. 5. Vertical distribution of Reynolds stress \overline{uw} and turbulent buoyancy flux \overline{wb} .

Froude수가 큰 경우(밀도차가 작은 경우), 부력 탁월영역에서 평균부력의 분포특성은 실험치와 다소 차이를 나타내고 있다.

Fig. 5는 연직방향의 Reynolds \overline{uw} 및 난류부력플럭스 \overline{wb} 의 분포를 나타낸다. Reynolds응력 \overline{uw} 는 밀도 Froude수가 작은 경우(밀도차가 큰 경우)에 운동량 탁월영역 뿐만 아니라, 부력 탁월영역에서도 부력을 받는 밀도류의 유동특성을 잘 재현하고 있다. 특히 부력이 지배적인 하류부에서의 Reynolds응력 \overline{uw} 의 분포특성은 실험치와 잘 일치하고 있다. 그러나, 밀도 Froude수가 큰 경우(밀도차가 작은 경우), 부력탁월영역에서 Reynolds응력 \overline{uw} 의 분포특성은 실험치와 다소 차이를 나타내고 있다.

Fig. 6은 와동점성계수 ν_t 의 연직방향 분포를 나타낸

것이며, Fig. 7은 연직방향의 난류강도 $\sqrt{u^2}$, $\sqrt{w^2}$ 및 $\sqrt{b^2}$ 의 분포를 나타낸 것이다. 이들 두 그림으로부터 부력이 지배적인 하류부에서의 분포특성은 비교적 실험치와 잘 일치하고 있음을 알 수 있다.

계산결과에서 밀도 Froude수가 큰 경우에는 부력이 탁월한 영역에서 수치계산결과가 실험치와 다소 차이를 보이는 데, 그것은 경계층근사의 적용에 기인하는 것으로 보인다.

이상의 검토에 의하면 ASM은 밀도분류의 특성 즉, 경계조건으로서의 자유수표면의 영향과 밀도차로 인하여 발생하는 밀도경계면에서의 성층화를 비교적 정확히 고려하므로써 자유수표면에 의한 난류운동의 감쇠효과와 부력효과를 잘 재현하고 있는 것으로 판단된다(金, 1995).

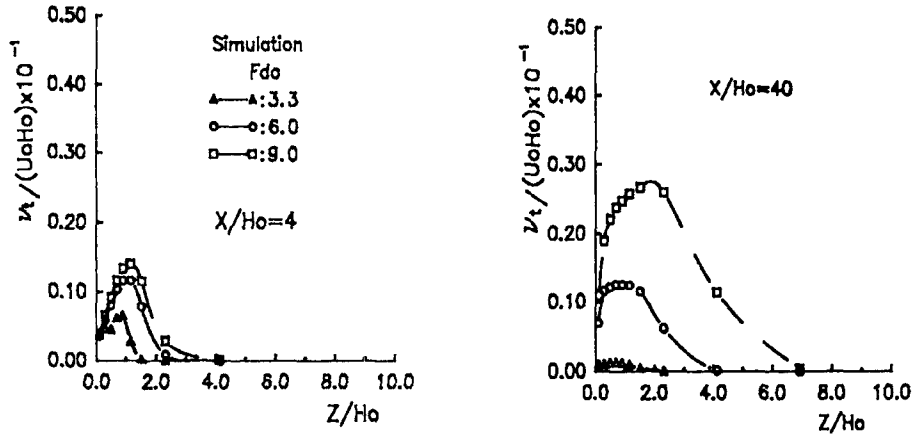


Fig. 6. Vertical distribution of eddy viscosity ν_t .

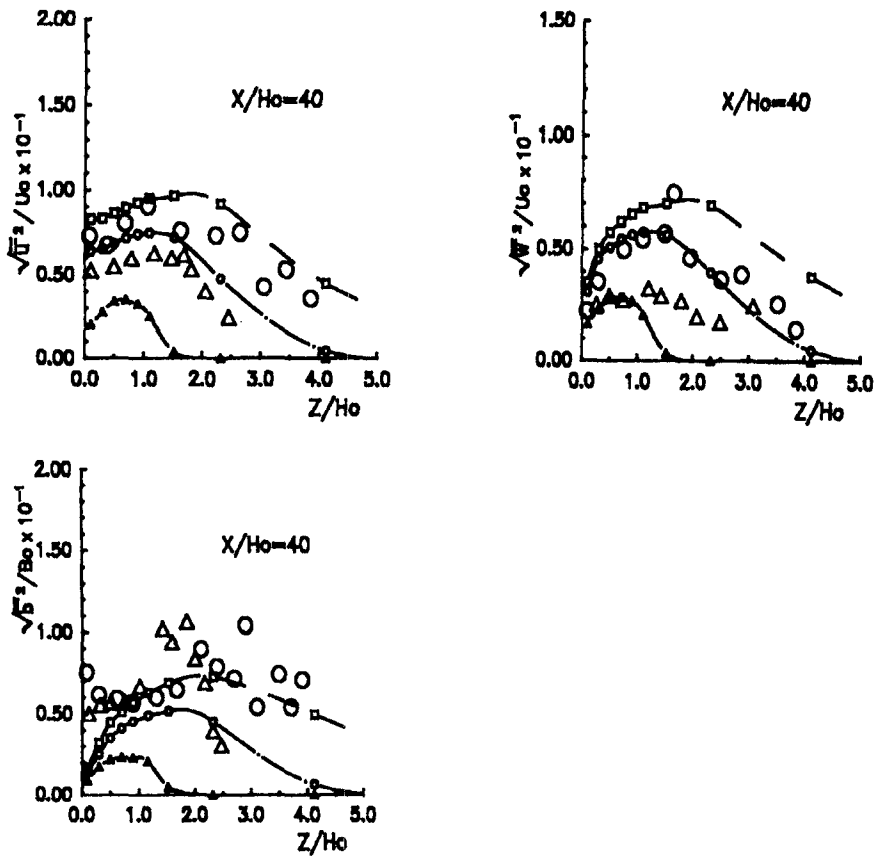


Fig. 7. Vertical distribution of turbulence intensity $\sqrt{u'^2}$, $\sqrt{w'^2}$ and $\sqrt{b'^2}$.

4. 結 論

본 연구에서는 표층으로 방류되는 2차원 밀도류의

유동특성을 파악하기 위하여 대수응력모델을 적용하여 수치계산한 결과를 실험결과와 비교, 고찰하였다. 운동량이 탁월한 영역하게 일치하며, 하류로 流下

하여 부력이 운동량보다 탁월하게 되는 영역에서는 밀도차가 큰 경우의 평균유속분포를 제외하면 실험치와 계산결과는 양호하게 일치한다. 이러한 결과는 대수응력모델이 난류가 非等方的으로 되는 영역에서의 난류량을 정확하게 산정하고 있음을 입증한다. 특히, 밀도 Froude수가 작은 경우에는 실험결과의 재현성이 아주 우수하였으며, 다만 밀도 Froude수가 큰 경우에 약간의 차를 보였는데, 이것은 흐름방향의 운동량 및 스칼라량의 확산이 경계층근사로 인해 생략되고 있는 것에 기인하는 것으로 보인다. 따라서, 밀도차가 큰 밀도류장에서는 경계층근사를 적용하는 것이 타당하지만, 균질분류 및 밀도 차가 작은 밀도류장에 있어서는 경계층근사의 적용이 계산의 정밀도 면에서 불충분하다는 것을 알 수 있다. 이것은 흐름 방향의 확산이 유동에 미치는 영향에 따른 것으로 보이며, 표층밀도분류의 해석에 있어서 경계층근사의 적용한계를 규명하는 것이 금후의 과제로 남는다.

參考文獻

- 金基興, 1995. 代數應力 모델에 의한 密度流場의 신에 관한 研究, 慶尙大學校 博士學位論文: 34-127.
- 中辻啓二, 1984. 表層密度噴流の混合機構と構かりに関する基礎的研究, 大阪大學 博士學位論文: 56-60.
- Celik, I. and Rodi, W., 1984. Simulation of free surface effects in turbulent channel flows, *Physico-Chem. Hydrodyn.*, **5**, pp. 217-227.
- Daly, B.J. and Harlow, F.H., 1970. Transport equations of turbulence, *Phys. Fluids*, **13**, pp. 2634.
- Gibson, M.M. and Launder, B.E., 1976. On the calculation of horizontal turbulent free shear flows under gravitational influence, *ASME J. Heat Transfer, Ser. C*, **98**, pp. 81-87.
- Launder, B.E., 1975. On the effects of a gravitational field on the turbulent transport of heat and momentum, *J. Fluid Mech.*, **67**, pp. 569-581.
- Launder, B.E., Reece, G.I. and Rodi, W., 1976. Progress in the development of a Reynolds stress turbulence closure, *J. Fluid Mech.*, **68**, pp. 537-566.
- Ljuboja, M. and Rodi, W., 1980. Calculation of turbulence wall jet with an algebraic stress model, *J. Fluid Eng.*, **102**, pp. 350-356.
- McGuirk, J.J. and Papadimitriou, C., 1986. A numerical study of the internal hydraulic jump, *Intl. Symp. on Buoyant Flows*, Athene, Greece, pp. 242-255.
- Nakatsuji, K., Huh, J.Y. and Choi, H.K., 1993. A numerical study of entrainment in plane buoyant surface jet. *Ninth Symposium on Turbulent Shear Flows*, Kyoto, **2**, pp. 12-4-1~12-4-6.
- Rodi, W., 1980. Turbulence models and their application in hydraulics, *IAHR, Delft*, pp. 14-46.

金基興, 1995. 代數應力 모델에 의한 密度流場의 신에 관한