

가로흐름 水域으로 放出되는 2次元 溫排水 亂流模型 A Two-dimensional Turbulence Model for the Thermal Discharge into Crossflow Field

崔興植* · 鄭景太** · 蘇在貴** · 李吉成***

Hung Sik Choi*, Kyung Tae Jung**, Jae Kwi So** and Kil Seong Lee***

要 旨 : 本稿는 定常流 가로흐름이 존재하는 淺水域으로 放出되는 溫水의 舉動 豫測을 위한 2차원 亂流模型 개발을 기술한다. 모델 基本方程式은 水深積分된 連續 및 運動방정식, 에너지保存 방정식이 사용되며, SIMPLE로 알려진 數值기법으로 적분된다. 난류운동량 및 熱擴散項은 2차원 $k-\epsilon$ 방정식으로부터 결정된다. 기존 실험결과와의 비교에서 淺水域 Near-field 해역내 난류현상 再現에 유망한 기법임이 확인되었다.

Abstract □ A two-dimensional turbulence model for the surface discharge of heated water into crossflow field has been developed. The depth-averaged continuity, momentum and temperature equations, are solved by an efficient finite-difference procedure known as SIMPLE. Turbulent stresses and heat fluxes are determined from a depth-averaged version of the $k-\epsilon$ equation. Results of test run clearly demonstrate its effectiveness in handling strong turbulent phenomena in very shallow near-field region.

1. 緒 論

沿岸에 위치한 發電所 및 公장으로 부터 放出되는 溫水의 이동, 확산 예측은 이들의 取排水시스템의 설계와 주변환경에의 영향평가 및 관리측면에서 매우 유용하다. 과거 工學者들은 나뉘대로 기존발전소의 관측결과를 토대로 하거나 冷却池, 호수 또는 강에서 사용되어온 모델들을 확장 사용하여 연안에 위치하는 발전소의 취·배수구 위치 선정에 반영해왔다. 발전소 용량이 대형화되고 환경에의 관심이 고조되면서 보다 정밀한 온배수 확산예측이 필요함을 인식케 되었고 모델기법 또한 다양한 형태로 발전하게 되었다.

온배수 확산수치모델은 排出口로부터 냉각온수 확산領域의 구분에 따라 隣近해역(Near-field) 모델과 周邊해역(Mid or Far-field) 모델로 구분되며, 인근해역 모델은 해석특성에 따라 제트積分 모델과 固定格

子網을 이용하는 수치모델로 구분된다. 제트적분 모델은 유속 및 온도에 類似分布函數(Similarity function)를 도입하고 境界層 亂流이론에 착안, 제트축에 수직인 방향에 대해 적분하여 해석하는 고전적인 방법이며 격자망 이용 수치모델은 질량보존 및 운동량 방정식과 熱에너지 傳達방정식을 직접 有限差分法 또는 有限要素法을 이용하여 해석하는 방법으로 Reynolds 應力項 및 난류 열전달항의 해석에 준 경험식 또는 별도의 난류모델을 도입한다.

현재 세계적으로 全領域을 포괄하는 전영역(Complete field) 모델 개발을 위해 새로운 난류모델의 개발에 박차를 가하고 있다. 일반적으로 난류모델은 Reynolds 응력항의 해석에 몇개의 Transport equation을 사용하느냐에 따라 zero, one, two-equation 및 stress/flux 모델로 구분된다(Nallasamy, 1987). 본 논문은 본격적인 3차원 亂流모델링에 앞서 수심평균된

*상지대학교 토목공학과 (Department of Civil Engineering, Sang-Ji University, Wonju, Korea)

**한국해양연구소 연안공학연구소 (Coastal Engineering Laboratory, Korea Ocean Research and Development Institute, Ansan, Korea)

***서울대학교 토목공학과 (Department of Civil Engineering, Seoul National University, Seoul, Korea)

흐름방정식, 온도전달방정식, 난류전달방정식, 狀態방정식, 그리고 정수압방정식에 근거하는 2차원 定常性 가로흐름하의 온수방출 난류모델 개발 및 적용성 검증과정을 기술한다. 난류확산항 및 열확산항 결정에는 2차원 $k-\varepsilon$ 방정식이 사용되었다. 온수확산은 엄밀하게 3차원적으로 해석해야 하나 수심이 얇아 底面粗度 (Bottom roughness)에 따른 연직방향 混合특성이 크게 나타나는 경우, 흐름분포가 연직으로 거의 균일하게 되므로 2차원적 해석이 실용적일 수 있다. 개발된 모델의 적용성에 대한 평가방안으로 기존 수치 모델 및 실험결과와의 비교가 수행되었다.

2. 支配방정식과 境界條件

2.1 지배방정식

直交좌표계가 사용되며 從屬變數는 다음과 같이 정의된다.

$$\bar{u} = \frac{1}{h} \int_{z_B}^{z_B+h} U dz, \quad \bar{v} = \frac{1}{h} \int_{z_B}^{z_B+h} V dz, \quad T = \frac{1}{h} \int_{z_B}^{z_B+h} T dz \quad (1)$$

여기서 $U(x,y,z)$, $V(x,y,z)$ 는 x , y 방향 유속성분, $T(x,y,z)$ 는 온도, h 는 水深, 그리고 z_B 는 水路底面の z 좌표이다(이하 평균값 표기 “-”는 생략키로 한다). 連續방정식 및 運動量方程式은 다음과 같다.

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial(\rho u^2)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu_t \frac{\partial u}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu_t \frac{\partial u}{\partial y} \right] - \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\tau_{bx}}{h}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial(\rho uv)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v^2)}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu_t \frac{\partial v}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu_t \frac{\partial v}{\partial y} \right] - \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{\tau_{by}}{h}. \quad (4)$$

여기서 ρ 는 流體의 密度, p 는 壓力, τ_{bx} , τ_{by} 는 저면 摩擦應力이다.

μ_t 는 난류 粘性係數로 난류운동에너지 k 와 그 減殺率 ε 에 의해 다음과 같이 주어진다.

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad C_\mu = 0.09. \quad (5)$$

운동량 방정식에서 壓力傾斜는 定水壓 조건에 의해 수심의 경사로 된다.

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \rho g \frac{\partial h}{\partial x}, \quad \frac{\partial p}{\partial y} = \rho g \frac{\partial h}{\partial y}. \quad (6)$$

연속 및 운동량 방정식의 확산항에서의 수심변화는 “Rigid-lid approximation”으로 생략 가능하다(Mc-Guirk 및 Rodi, 1978).

저면마찰에 의한 剪斷應力은 다음과 같다.

$$\tau_{bx} = \rho C_f u(u^2 + v^2)^{1/2}, \quad \tau_{by} = \rho C_f v(u^2 + v^2)^{1/2}. \quad (7)$$

여기서, C_f 는 마찰계수로 0.003이다.

온도 전달 방정식은 다음과 같이 기술된다.

$$\frac{\partial(\rho u T)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v T)}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\Gamma_t \frac{\partial T}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\Gamma_t \frac{\partial T}{\partial y} \right] \quad (8)$$

여기서,

$$\Gamma_t = \mu_t / \sigma_t, \quad (9)$$

σ_t 는 Prandtl 數로 0.9~1.0이다.

海水의 狀態방정식은 다음과 같다.

$$\rho = (999.84 + 16.95T - 7.99 \times 10^{-3}T^2 - 46.17 \times 10^{-6}T^3 + 105.56 \times 10^{-9}T^4 - 280.54 \times 10^{-12}T^5) / (1 + 16.88 \times T) \quad (10)$$

여기서 ρ 의 단위는 kg/m^3 , T 의 단위는 $^\circ\text{C}$ 이다.

흐름방정식 및 온도 전달방정식에서의 난류운동량 점성계수 μ_t 와 난류 확산계수 Γ_t 의 결정을 위한 수심 평균 난류운동에너지 k 및 이의 감쇄율 ε 에 대한 전달방정식은 다음과 같다(Rastogi and Rodi, 1978).

$$\frac{\partial(\rho u k)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v k)}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial y} \right] + G + P_{kv} - \varepsilon \quad (11)$$

$$\frac{\partial(\rho u \varepsilon)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v \varepsilon)}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right] + C_1 \frac{\varepsilon}{k} G + P_{\varepsilon v} - C_2 \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (12)$$

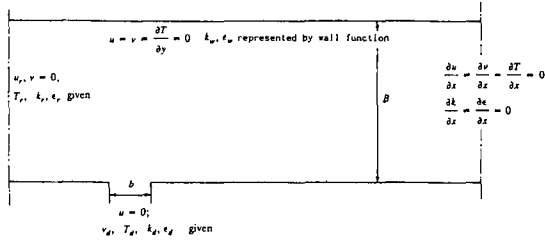


Fig. 1. Channel layout and associated boundary conditions.

$$G = \mu \left[2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 \right] \quad (13)$$

上記式에서 난류운동에너지 k 및 그 감쇄율 ϵ 도 역시 수심평균 값이다. G 는 수평방향 유속성분의 상호작용에 의한 난류운동에너지 生成項, P_{kv} 및 P_{ev} 는 G 외에 수심평균시 저면조도에 의한 流速傾斜와 연직방향 유속성분의 不均一性에 의한 난류 운동에너지 생성에 관한 항으로 다음과 같다.

$$P_{kv} = C_k \rho \frac{u_*^3}{h}, \quad P_{ev} = C_e \rho \frac{u_*^3}{h^2} \quad (14)$$

여기서 $u_* = [C_f(u^2 + v^2)]^{1/2}$, $C_k = 1/\sqrt{C_f}$, $C_e = 3.6 C_2 \sqrt{C_\mu}/C_f^{3/4}$ 이며 $C_1 = 1.43$, $C_2 = 1.92$, $\sigma_k = 1.0$, $\sigma_\epsilon = 1.3$ 이다.

2.2 境界조건

수로 상류측(Fig. 1의 좌측) 개방경계에서는 균일한 x 방향 유속 u_r , 수온 T_r 이 정의되며 하류측 개방경계에서는 Neumann 조건이 부여된다. 放出口에서는 y 방향 유속을 v_d , 수온 T_d 가 주어진다. 방출구에서의 에너지 k_r , k_d 및 감쇄율 ϵ_r , ϵ_d 값은 각각 다음과 같이 주어진다(Gosman 및 Ideriah, 1983).

$$k_r = 0.03 u_r^2, \quad \epsilon_r = 2k_r^{3/2} (0.005 H_r), \quad (15)$$

$$k_d = 0.03 v_d^2, \quad \epsilon_d = 2k_d^{3/2} (0.005 H_d). \quad (16)$$

이때 H_r 및 H_d 는 흐름의 양상에 의한 특성 길이이다.

측면경계에서는 유속이 0인(Kinematic) 조건과 斷熱條件(Adiabatic condition)을 사용한다. 폐쇄경계 벽면 근처에서의 흐름성질이 급격하게 변화하므로 線形差分에 따른 數値誤差를 막기 위해 세밀한 격자의 구성이 요구된다. 이 경우 代數法則(Log-law) 유속분

포와 난류의 局所平衡(Local equilibrium) 조건을 이용한 壁面函數(Wall function)를 사용하여 T 분포의 비선형성을 고려할 수 있다.

2.3 壁面函數

Reynolds數가 충분히 커서 局所等方性(Local isotropy) 조건이 만족된다는 가정하의 k 및 ϵ 에 대한 전달방정식으로부터 Reynolds應力을 구할 수 있다. 벽면에서는 Kinematic 조건으로부터 평균속도나 搖動속도는 0이나 유한한 값을 갖게되는 난류운동에너지 감쇄율 ϵ 의 고려가 필요하다. 경계층에서는 흐름성분의 傾斜가 심하므로 정확한 수치해석을 위해서는 이 경계층내에 많은 격자의 구성이 필요하다. 그러나 많은 격자의 사용은 경제성이 없고 더우기 이 얇은 층내에는 粘性效果가 크게 작용하므로 Reynolds數가 크다고 가정한 亂流模型은 적합하지 않다. 따라서 실험적 방법에 의한 벽면 근처에서의 평균속도분포는 다음과 같은 代數法則을 사용한다.

$$u^+ = y^+, \quad y^+ \leq 11.63, \quad \mu_t/\mu \ll 1 \quad (17)$$

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^+), \quad y^+ > 11.63, \quad \mu_t/\mu \gg 1 \quad (18)$$

여기서, $u^+ = u/u_\tau$, $y^+ = u_\tau y/\nu$, $u_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho}$, μ 는 점성계수, E 는 벽면조도에 따라 정의되는 상수(=9.0), $\kappa = 0.42$ 이다. τ_w 는 벽면에 작용하는 剪斷力이다. 위와 같은 벽면법칙은 경계층의 분리나 停滯구역에는 적합하지 않지만 대체로 정확하다. 벽면근처에는 Reynolds應力, $\overline{u_i' u_j'}$ 의 對流와 擴散이 무시될 수 있으므로 국소평형을 가정한다. 즉 난류운동에너지의 생성과 소멸이 평형상태라 가정하며, 벽면근처에서의 난류 운동에너지 k_w 와 감쇄율, ϵ_w 는 다음과 같다.

$$k_w = \frac{u_\tau^2}{\sqrt{C_\mu}} \quad (19)$$

$$\epsilon_w = \frac{u_\tau^3}{Ky} \quad (20)$$

3. 數値解析

3.1 一般差分式

Fig. 2는 Staggered finite-difference 격자에서 u ,

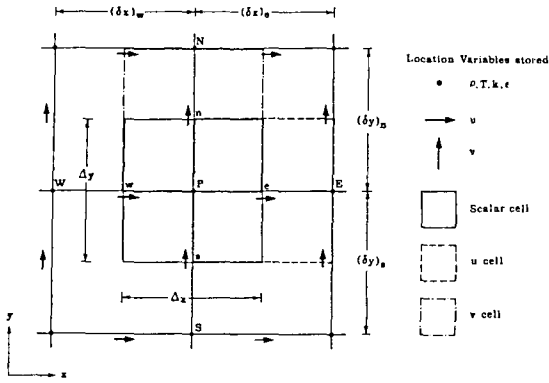


Fig. 2. Staggered finite-difference grid system.

v, p, T, k 및 ϵ 정의와 P 점을 중심으로 E, W, N, S 에서의 벡터량 u, v 와 스칼라량에 대한 檢査體積(Control volume)을 나타낸 것이다.

앞서의 지배방정식들을 다음과 같이 스칼라량 ϕ 에 관한 일반식으로 변형하여 差分化한다. 즉,

$$\frac{\partial J_x}{\partial x} + \frac{\partial J_y}{\partial y} = S, \tag{21}$$

여기서 S 는 Source항이며

$$J_x = \rho u \phi - \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x}, \quad J_y = \rho v \phi - \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y} \tag{22}$$

이다.

식 (21)을 Fig. 2에 정의된 검사체적에 대해서 적분하면 다음과 같다.

$$J_e - J_w + J_n - J_s = (S_c + S_p \phi_p) \Delta x \Delta y. \tag{23}$$

식 (23)의 右邊은 Source項 S 를 線形化한 것이다. Hybrid scheme(Patankar, 1980)의 사용에 따른 식 (23)의 차분형태는 中央差分의 형태에서 유속플럭스의 방향에 따라 前方差分의 형태로 나타낸 것으로 다음과 같다.

$$a_p \phi_p = a_e \phi_e + a_w \phi_w + a_n \phi_n + a_s \phi_s + b. \tag{24}$$

여기서

$$a_p = a_e + a_w + a_n + a_s - S_p \Delta x \Delta y \tag{25}$$

$$b = S_c \Delta x \Delta y \tag{25}$$

$$a_e = [[-F_e, D_e - F_e/2, 0]] \tag{27}$$

$$a_w = [[F_w, D_w + F_w/2, 0]] \tag{28}$$

$$a_n = [[-F_n, D_n - F_n/2, 0]] \tag{29}$$

$$a_s = [[F_s, D_s + F_s/2, 0]] \tag{30}$$

이때 $[[\quad]]$ 은 세 값중 최대값을 취함을 의미한다. $F_e = (\rho u)_e \Delta y, F_w = (\rho u)_w \Delta y, F_n = (\rho v)_n \Delta x, F_s = (\rho v)_s \Delta x$ 그리고, $D_e = \Gamma_e \Delta y / (\delta x)_e, D_w = \Gamma_w \Delta y / (\delta x)_w, D_n = \Gamma_n \Delta x / (\delta y)_n, D_s = \Gamma_s \Delta x / (\delta y)_s$ 이다.

운동량 방정식에 대한 차분식은 Fig. 2에서의 같은 검사체적에 대해서 적분한 것으로 주격자점에서 차분한 ϕ 에 대한 일반적인 차분방정식과는 약간 다른 형태이다.

$$a_e u_e = \sum a_{nb} u_{nb} + b^u + (p_p - p_e) A_e, \tag{31}$$

$$a_n v_n = \sum a_{nb} v_{nb} + b^v + (p_p - p_n) A_n, \tag{32}$$

여기서 b 는 식 (24)에서의 같은 방법으로 구하나 압력경사항을 제외한 나머지 Source항 등을 적분한 항이다. 아랫添字 nb 는 유속벡터의 검사체적 중심점에서 인접한 지점의 격자를 의미한다.

3.2 압력, 속도 修正

운동량 방정식의 해석에서 압력이 既知값이 아니므로 해석된 u 및 v 는 연속방정식을 만족하지 못한다. 따라서 “Guess-and-correct 방법”에 의해 압력항의 수정이 필요하다.

운동량 방정식에서 추측된 압력장 p^* 를 이용, 다음과 같이 u^* 및 v^* 가 구해진다.

$$a_e u_e^* = \sum a_{nb} u_{nb}^* + b^u + (p_p^* - p_e^*) A_e \tag{33}$$

$$a_n v_n^* = \sum a_{nb} v_{nb}^* + b^v + (p_p^* - p_n^*) A_n \tag{34}$$

이때 u^*, v^* 는 연속방정식을 만족치 못한다. 압력 p 를 $p = p^* + p'$ 로 수정했다면 수정된 압력에 의한 운동량 방정식을 풀어서 속도수정식 $u = u^* + u'$ 및 $v = v^* + v'$ 를 구하게 된다. 즉,

$$a_e u_e' = \sum a_{nb} u_{nb}' + (p_p' - p_e') A_e \tag{35}$$

$$a_n v_n' = \sum a_{nb} v_{nb}' + (p_p' - p_n') A_n \tag{36}$$

계산의 편리를 위해 $\sum a_{nb} u_{nb}'$ 및 $\sum a_{nb} v_{nb}'$ 를 생략하면

다음과 같이 정리된다.

$$u_e = u_e^* + u' = u_e^* + d_e(p_p' - p_E') \quad (37)$$

$$v_n = v_n^* + v' = v_n^* + d_n(p_p' - p_N') \quad (38)$$

여기서 $d_e = A_E/a_e$, $d_n = A_N/a_n$ 이다.

압력의 수정 p' 는 연속방정식을 이용하여 구한다.

$$[(\rho u)_e - (\rho u)_w] \Delta y - [(\rho v)_n - (\rho v)_s] \Delta x = 0. \quad (39)$$

식 (39)에 속도수정식 (37) 및 (38)을 대입하면 다음과 같다.

$$a_p p_p' = a_E p_E' + a_W p_W' + a_N p_N' + a_S p_S' + b^p. \quad (40)$$

여기서,

$$a_E = \rho_e d_e \Delta y, \quad a_W = \rho_w d_w \Delta y, \quad a_N = \rho_n d_n \Delta x, \quad a_S = \rho_s d_s \Delta x, \quad (41)$$

$$a_p = a_E + a_W + a_N + a_S, \quad (42)$$

$$b^p = [(\rho u^*)_w - (\rho u^*)_e] \Delta y - [(\rho v^*)_s - (\rho v^*)_n] \Delta x \quad (43)$$

4. 模型의 구성 및 해석방법

4.1 開水路 模型

본 연구에서는 가로흐름과 側壁 및 저면의 지형적 특성을 고려한 수심적분 2차원 온배수 난류모델의 적용성 提高를 목적으로 Fig. 1에서와 같은 개수로에 대해 수치실험을 실시하였다. 격자의 구성은 y방향에 대해서는 격자간 거리 0.06m의 22개 등격자 ($B=1.20$ m)이고, x방향에 대해서는 4m 길이의 수로에 35개의 可變格子(온수방출구에서 세밀한 격자를 사용하고 가로흐름의 上下流로 갈수록 조밀한 격자배치)를 구성하여 35×25 의 2차원 해석을 하였다. 수심 h 는 0.05 m이다.

4.2 해석방법

앞서의 支配방정식은 Gosman and Ideriah(1976)의 橢圓型 흐름 해석과 Patankar and Spalding(1972)의 拋物型 방정식 해석시 사용한 압력수정방법으로 수치해석한다. 유한차분법에 의한 壓力場 결정에는 압력장 수정방정식을 이용하여 수정된 값이 연속 및 운동량 방정식을 만족할 때까지(Guess-and-correct procedure) 반복하여 흐름장을 결정한다. 반복계산은

모든 격자에서 연속방정식의 불만족에서 야기되는 Mass sources합의 크기가 총 Mass flow의 0.5% 이하일 때까지 반복 실시한다. 이때 收斂性(Convergence) 제고를 위해 추정된 종속변수에 대한 Underrelaxation 係數의 도입이 필요하다. 앞서의 차분식이 Tri-diagonal 형태의 Matrix로 구성되어 TDMA(Tri-Diagonal Matrix Algorithm)를 이용한 Line-by-line iteration 방법을 이용한다. 이같은 해석방법은 SIMPLE(Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations)로 잘 알려져 있다(Patankar, 1980).

5. 模型의 검증 및 적용

일반적으로 난류모델은 온배수의 이동 및 확산에 대한 물리적 특성의 해석에 많이 사용되어 왔다(Rastogi and Rodi, 1978 ; 朴과 鄭, 1983 ; 崔와 李, 1990). 본 연구에서는 수심적분 2차원 온배수 난류모델의 적용성 평가를 위한 단계로 Table 1에 제시된 두 조건에 대해서 검토하였다.

Table 1에서 R 은 溫水流速 v_d 와 開水路에서의 가로흐름 u_r 과의 비이고 F_d 는 방출수의 밀도 Froude數 (Densimetric Froude number)이다. 즉,

$$F_d = \frac{v_d}{[gh(\rho_r - \rho_d)/\rho_r]^{1/2}} \quad (44)$$

여기서 ρ_r 은 周圍水の 密度, ρ_d 는 방출온도의 밀도이고 g 는 중력가속도이다.

수치모델의 검증은 자료의 제한성에 의해서 개수로 橫斷面에서 온도가 상대적으로 높은 제트 중심선의 진행과 제트의 운동량 및 방출구와 개수로의 諸元에 의해 온수제트의 성질을 비교적 일관성있게 표시가 가능한 계수 $(v_d/u_r)^2 (b/B)$ 에 대응하는 溫水再附着 거리 (Reattachment length : 방출구로부터 시작되어 제트를 따라 개수로 하류측으로 형성되는 등수온선이 방출구측 벽면에 처음 접하는 지점까지의 거리) L 및 渦流 두께(Eddy width : L 이 정의되는 등수온선이 방

Table 1. Test run 조건

Run No	$u_r(m/s)$	$v_d(m/s)$	R	$T_d(^{\circ}C)$	$T_r(^{\circ}C)$	F_d
1	0.02	0.196	9.80	30	20	5.568
2	0.02	0.098	4.90	30	20	2.795

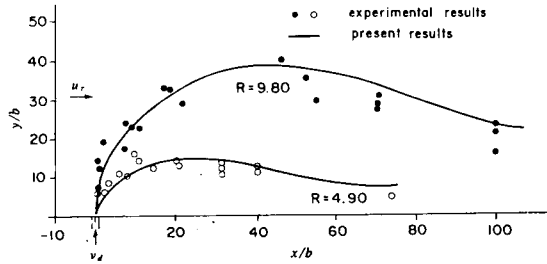


Fig. 3. Center-line trajectory.

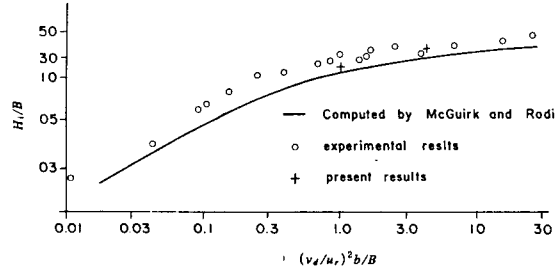


Fig. 5. Recirculation eddy height.

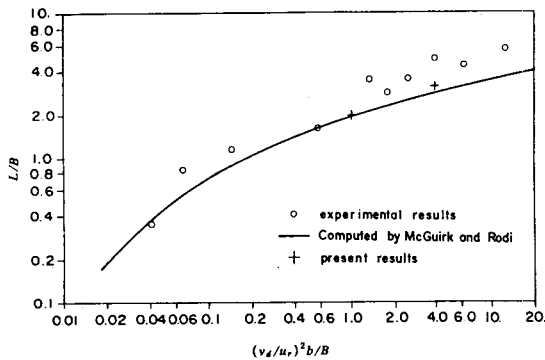


Fig. 4. Reattachment length.

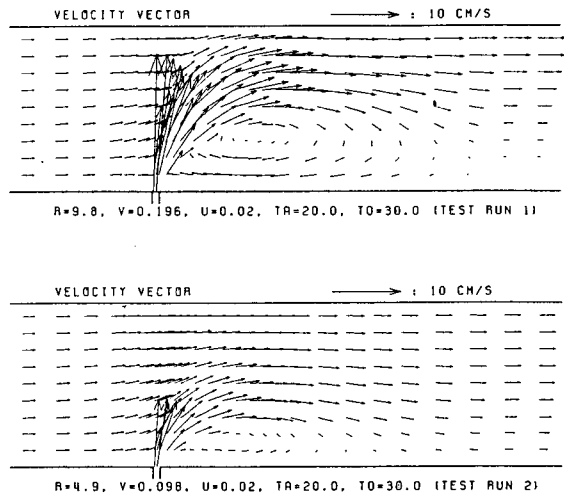


Fig. 6. Computed flow patterns.

출구측 벽면으로부터 y방향으로 확장되는 거리의 최
대치) H_i 에 대해서만 실시하였다. 검증에 사용된 자
료는 Mikhail 등(1975)과 Strazisar and Prah (1973)
의 실험결과로 McGuirk and Rodi(1978)의 論文에
제시된 것을 이용하였다.

Fig. 3은 제트 중심선의 진행 軌跡으로 $R=4.90$ 의
경우 $b/B=0.1050$ 일 때와 $R=9.80$ 의 경우 $b/B=0.02$
38일 때로 실험결과와 비교적 잘 일치함을 볼 수 있고,
그 궤적은 제트 운동량의 크기에 지배되며 b/B 의 값에
따른 개수로 벽면의 진행차단효과에 따라 다소 차이가
있음을 알 수 있다. R 이 작은 경우, 제트는 거의 방
출구가 위치한 벽면을 따라 형성된다.

Fig. 4 및 5는 $(v_d/u_r)^2 (b/B)$ 에 따른 L 및 H_i 에 대한
관계로 여러가지의 b/B 에 대한 실험과는 상관없이
 $(v_d/u_r)^2 (b/B)$ 의 크기에 의해 지배됨을 실험을 통해
알 수 있다. Testrun 결과 McGuirk and Rodi(1978)의
수치실험결과와는 거의 일치하나 기존의 실험결과와
는 다소 상이하게 나타났다. 실험결과와 차이를 보
이는 것은 2차원적 접근에 따른 부력에 의한 成層化와
이에 따른 제트두께의 감소에 의한 횡방향 확장(Late-

ral spreading) 및 제트저면에서의 주위수와의 제트
捕獲連行(Entrainment)의 효과가 고려되지 못하기
때문으로 3차원적 접근을 통해 개선이 가능하다고
사료된다.

Fig. 6은 Test run에 대한 유속분포 계산결과로
방출구에서의 운동량이 클수록 방출구벽면으로의 濼
水附着거리가 下流로 진행함을 보여주고, 운동량이
작아지면 渦流규모가 적어지면서 와류중심이 방출구
가까이로 진행함을 보여준다. 결국 앞서 언급한 제트
중심선의 진행軌跡과도 관련된다.

난류에너지 및 이의 滅殺率 분포에 대한 구체적인
계산결과 제시는 생략하나 주목할 사항으로 渦流가
형성되는 부근에 난류에너지가 상대적으로 크게 나
타나며(Test run 1의 경우 $0.4 \times 10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}^2$, Test run
2의 경우 $1.5 \times 10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}^2$ 내외) 난류에너지 감쇄율은
방출구 입구의 수심분의 1정도 크기로 작게 나타나고

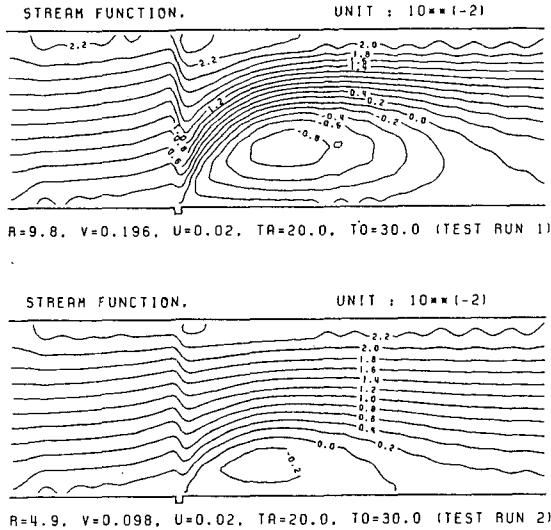


Fig. 7. Computed relative streamline patterns.

공간변화도 매우 완만하다(Test run 1의 경우 $0.1 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}^2$, Test run 2의 경우 $0.4 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}^2$ 내외)는 점이다. 결국 난류확산계수는 하류측으로 갈수록 크게 나타나며 벽면에 접근할수록 난류확산계수는 작게 나타난다(Test run 1의 경우 방출지점 및 하류측경계 중앙부의 난류확산계수는 각각 $0.2 \text{ m}^2/\text{s}$, $1.6 \text{ m}^2/\text{s}$, Test run 2의 경우는 각각 $0.1 \text{ m}^2/\text{s}$, $0.7 \text{ m}^2/\text{s}$ 이하로 계산되었다).

Fig. 7은 流函數(Stream function)에 의한 流線(Streamline)의 분포로 다음과 같이 계산된다.

$$\frac{\partial \psi}{\partial y} = \rho u, \quad \frac{\partial \psi}{\partial x} = -\rho v \quad (45)$$

제시된 等流函數分布는 개수로 배출구에서의 유합수 값을 기준으로 하여 작성된 것으로 이를 통해 再循環에 의해 야기되는 부착거리 L 및 와류 두께 H 를 보다 정확히 산정할 수 있다.

Fig. 8은 주위수보다 10°C 높은 온수 방출시 超過 온도(Excess temperature)의 분포도로서 역시 운동량의 크기가 그 분포를 현저하게 지배함을 볼 수 있다. 우려할 만한 수치적 불안정성은 개수로 하구 경계부근을 포함하여 어느 곳에서도 나타나지 않았다. 벽면부근에서의 Wiggle은 보다 많은 격자를 할애할 경우 제거가능할 것으로 사료된다. 온수방출 거동에 대한 물리적 특성의 고찰로는 온수방출유속과 가로

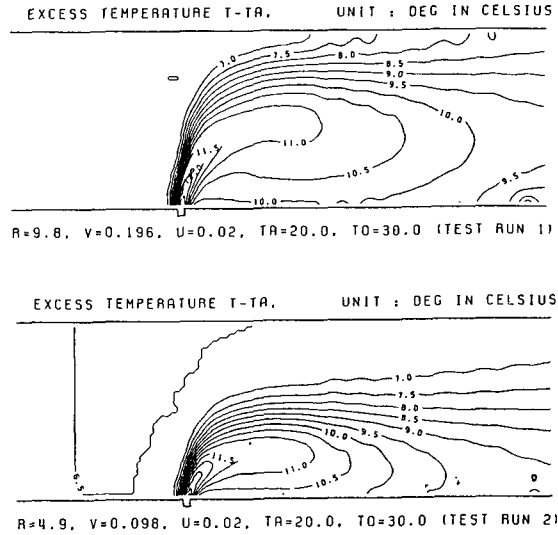


Fig. 8. Computed excess temperature rise.

흐름과의 比 R 과 F_d 에 대한 제트의 進行軌跡(Jet trajectory), 제트의 稀釋(Jet dilution) 등의 분석이 요구되나 이에 대한 기술은 생략키로 한다.

6. 結 論

본 연구는 개수로 측면에서 방출되는 온배수의 이동·확산 예측을 위한 수심적분 2차원 온배수 亂流 모델의 적용성 평가이다. 개발된 모형은 잘 알려진 $k-\epsilon$ 난류방정식에 근거한 유한차분법 이용한 온배수 수치모델로서 실험결과와의 비교를 통해서 가로흐름이 존재하는 수역에서 온배수 제트의 특성, 초과온도의 확산, 온수의 再附着(Reattachment) 등 인근해역내 온배수의 역학적 및 물리적 특성의 규명에 매우 유망한 기법임을 확인하였다. 수심적분한 난류모델의 적용성 제고를 통해 난류현상이 매우 심한 제반 水工學문제에의 도입가능성을 보여주었다. 본 연구에 이어 수심변화를 고려한 $x-z$ 난류모델 개발을 진행중에 있다.

謝 辭

본 연구는 과학기술처 특정연구사업인 “임해발전소 취·배수 시스템의 적정설계를 위한 수치기술 개발 연구- 표층배수방식(I)”의 일환으로 수행되었다.

参考文献

- 박상우, 정명균. 1983. 온수의 표면방출에 의한 2차원 비정상 난류 열확산의 예측. 대한기계학회 논문집, 제 7권, 제 4호, 451-460.
- 최홍식, 이길성. 1990. 표면온배수 난류모형. 한국수문학회지, 제 23권, 제 4호, 445-457.
- Gosman, A.D. and F.J.K. Ideriah. 1976. TEACH-2E: A general computer program for two-dimensional, turbulent, recirculating flows, Dept. Mech. Eng., Imperial College, London. (revised by M.P. Arnal, Dept. Mech. Eng., Univ. California, Berkley, 1983).
- McGuirk, J.J. and W. Rodi. 1978. A depth-averaged mathematical model for the near field of side discharge into open-channel flow. *J. Fluid Mech.*, Vol. 86, Part 4, 761-781.
- Nallasamy, M. 1987. Turbulence models and their applications to the prediction of internal flows: a review. *Computers and Fluids*. Vol. 15, No. 2, 151-194.
- Patankar, S.V. 1980. Numerical heat transfer and fluid flow. McGraw-Hill.
- Patankar, S.V. and D.B. Spalding. 1972. A calculation procedure for heat, mass, and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows. *Int. J. Heat Mass Transfer*. Vol. 15, 1787-1806.
- Rastogi, A.K. and W. Rodi. 1978. Prediction of heat and mass transfer in open channels. *J. Hydraulics Div.*, ASCE, Vol. 104, No. HY3, 397-420.