

높은 레이놀즈수를 가진 난류 진동 경계층에서의 $k-\varepsilon$ 과 $k-\omega$ 난류모형의 비교

Comparative Study on $k-\varepsilon$ and $k-\omega$ Closures under the Condition of Turbulent Oscillatory Boundary Layer Flow at High Reynolds Number

손민우* / 이관홍** / 이길성*** / 이두한****

Son, Minwoo / Lee, Guan-Hong / Lee, Kil Seong / Lee, Du Han

Abstract

The aim of this study is to compare $k-\varepsilon$ and $k-\omega$ closures under the condition of oscillatory layer flow at high Reynolds number. A one dimensional vertical model incorporated with flow momentum equations and turbulence models ($k-\varepsilon$ and $k-\omega$) is applied to the laboratory measurements in the turbulent oscillatory boundary layer. The numerical simulation reveals that both turbulence models calculate similar velocity profiles and turbulent kinetic energy (TKE). In addition, both deliver high accuracy under the condition of negligible spanwise pressure gradient. Therefore, it is recommended in this study to use $k-\varepsilon$ closure, of which numerical coefficients have been calibrated from many studies, for the cases of straight channel, estuary, and coastal environment where the spanwise pressure gradient is not significant.

Keywords : oscillatory boundary layer, $k-\varepsilon$, $k-\omega$, turbulent kinetic energy, pressure gradient

요 지

본 연구는 난류현상의 모형화를 위해 널리 이용되는 $k-\varepsilon$ 과 $k-\omega$ 난류모형을 비교하는 것이 목적으로, 횡방향 흐름이 무시될 수 있는 U-튜브 모양의 터널형 수로 내 높은 레이놀즈수를 가진 진동 경계층 흐름에 두 난류해석방법을 적용하였다. 난류모형의 적용은 1차원 연직 모형을 통해 이루어지며, 수치 모의 결과, 유속의 분포와 난류운동에너지(turbulent kinetic energy) 모두에서 두 모형이 매우 유사한 결과를 나타낸다. 이를 통하여, 횡방향 압력경사가 무시될 수 있는 조건에서는 $k-\varepsilon$ 과 $k-\omega$ 난류모형이 큰 차이를 보이지 않고, 우수한 결과를 나타냄을 알 수 있다. 따라서 직선형 하천 및 하구 부, 해안에서의 파랑 흐름 등과 같이 횡방향의 압력경사가 미미한 지역에서의 난류를 수치적으로 해석할 경우, 기존의 풍부한 연구를 통해 매개변수의 검보증이 장기간 이루어진 $k-\varepsilon$ 모형을 이용하는 것이 추천된다.

핵심용어 : 진동 경계층, $k-\varepsilon$, $k-\omega$, 난류운동에너지, 압력경사

* 교신저자, 인하대학교 해양과학기술연구소 연구교수 (e-mail: minwooson@gmail.com)

Corresponding Author, Postdoctoral Researcher, Ocean Science Technology Institute, Inha Univ., Incheon 402-751, Korea

** 인하대학교 자연과학대학 해양학과 부교수

Associate Prof., Dept. of Oceanography, Inha Univ., Incheon 402-751, Korea

*** 서울대학교 공과대학 건설환경공학부 교수

Prof., Dept. of Civil and Envir. Engrg., Seoul National Univ., Seoul 151-744, Korea

**** 한국건설기술연구원 하천해안항만연구실 수석연구원

Senior Researcher, River, Coastal and Harbor Research Division, KICT, Goyang 411-712, Korea

1. 연구동향 및 목적

난류는 흐름자체의 불확실성과 다양한 시간적·공간적 규모의 변화로 인해 복잡한 특성을 나타내므로 그 현상을 이해하는 것이 유체역학의 중요한 연구주제 중 하나이다. 더 나아가, 난류 현상을 수학적, 수치적으로 계산하거나 모형화 하는 것 역시 중요한 문제 중 하나로 인식되어 다양한 연구가 수행되어왔다 (Elghobashi and Abou-Arab, 1983; Menter, 1994; Huang et al., 1995; Shih et al., 1995; Umlauf et al., 2003).

난류의 해석방법은 크게 Direct Numerical Simulation (DNS) 방법과 Reynolds-Averaged Navier-Stokes Equations Approach (RANS)로 구분될 수 있다. DNS는 Navier-Stokes 식을 직접적으로 풀어냄으로써 난류요동 (Turbulent Fluctuation)을 고려한 유속을 계산한다. 이 방법은 모든 시간적·공간적 규모의 난류를 계산해야 하므로 수치적으로 높은 비용을 요구한다. 예상되는 수치적 비용이 대략 Reynolds 수의 세제곱 (Re^3)에 비례하게 되므로, 높은 Reynolds 수를 가진 조건에서 적용되는 경우는 많지 않다 (Pope, 2000). Nagaosa (1999)는 자유수면 조건에서 난류구조를 파악하기 위해 3차원 Navier-Stokes 식을 직접 수치적으로 계산한 DNS를 수행하였다. 충분히 발달된 (Fully Developed) 난류가 가정된 이 연구에서 자유수면이 난류에 주는 영향과 난류구조와 자유수면 사이의 상관관계 등을 논의하였다. Orlandi et al. (2003)은 경계 (거칠기 등)의 조건이 난류에 주는 영향을 이해하기 위해 DNS 기법을 이용하여 경계에 수직인 난류구조는 경계의 거칠기에 관계없이 유사한 변화를 갖게 된다고 밝혔다. Jung et al. (2007)은 DNS를 사각덕트에 적용하여 역회전하는 이차류의 흐름이 덕트의 구석으로부터 덕트의 중심으로 운동량을 전달한다는 사실을 발견하였다. 이상의 연구에서 나타나듯이 DNS는 난류의 물리적 특성분석 등 기초연구 도구로 많이 이용되며, 실제 문제에 적용되어 시간 단위 이상의 흐름 거동을 예측하는 수치모형에 적용되기에는 수치적 비용이 지나치게 크다.

RANS는 닫힘 문제 (Closure)를 통해, 난류운동을 매개화시켜 계산하는 방법이다. 이 방법은 DNS와 비교하여 아주 짧은 시간에 난류를 계산할 수 있다는 장점이 있다. 하지만 난류요동을 매개화하여 계산하는 접근법으로 인해 많은 물리적 가정과 간략화 과정이 요구되는 단점이 있다. RANS는 다시 와점성 (Eddy Viscosity) 모형과 Reynolds 응력 모형 (RSM)으로 나눌 수 있다. RSM은 개별적인 Reynolds 응력과 난류 소산율 (Turbulent Dissipation Rate)을 풀어가는 방법으로 와점성에 대한 가정이 필요 없다는 장점을 가진다. Kang and Choi (2006)는 고

수부에 식생이 존재하는 복단면 수로의 흐름해석에 RSM을 적용하여 실측치와 비교하였고, 기존 모형 (Algebraic Stress Model)과의 비교를 통해 종방향 유속이 최대가 되는 지점에서 유속 감소 및 측면이동 (Velocity Dip and Lateral Shift)을 계산하는 RSM의 장점을 논의하였다. 와점성 모형은 응력-변형율 (Stress-rate-of-strain) 관계를 바탕으로 수학적 추론을 통해 개발되었기 때문에 이상유체를 제외하고는 이 방법의 물리적 정당성이 구체적으로 증명될 수 없다 (Pope, 2000). 하지만 계산의 편의성 및 풍부한 기존연구 결과 등으로 인해, 현재까지 가장 많이 이용되는 난류해석 모형 중 하나이다. 와점성 모형 중 $k-\epsilon$ 과 $k-\omega$ 모형은 가장 많이 이용되는 이방정식 (Two-equations) 모형들이며, 혼합거리모형 (Mixing Length)과 같은 일방정식 (One-equation) 모형과 비교하면 흐름에 의존하는 매개변수 (Flow-dependent Parameter)를 결정할 필요가 없다는 점에서 보다 합리적으로 닫힘 문제를 해결한다고 고려된다. $k-\epsilon$ 모형은 현재 가장 널리 이용되는 난류모형으로 많은 초기 연구자들에 의해 개발되고 개선되었다 (Davidov, 1961; Harlow and Nakayama, 1968; Jones and Launder, 1972). 난류운동에너지 (k)에 대한 식과 실험적인 발견들에 기초하여 유도된 난류소산 (ϵ)에 관한 식으로 구성되는 $k-\epsilon$ 모형에서 와점성은 이들 두 변수의 관계식으로 계산된다 (2.2절 참고). ϵ 은 큰 규모의 난류가 작은 규모의 난류로 전파되는 과정 중에 발생하는 에너지전달율 (Energy-flow Rate)로 이해할 수 있으며 점성 등의 유체의 성질보다는 큰 규모의 유동에 의해 결정된다. Olsen (2003)은 $k-\epsilon$ 모형을 이용하여 난류를 해석하고 난류확산에 의한 부유사의 이동을 모의하는 수치모형을 개발하여, 다른 물리모형과 비교하였다. 그 결과, $k-\epsilon$ 모형을 이용한 유사이동 모형이 수로의 만곡에 따른 여러 특성들을 잘 모사한다는 결론을 도출하였다. Rameshwaran and Naden (2003) 역시 $k-\epsilon$ 모형을 이용하여, 복단면 수로에서의 정상류 흐름을 계산하였다. 모의 결과, 저수로와 고수부 모두에서 주흐름의 분포, 하상전단력 등이 신뢰할 수 있을 수준으로 계산되었다. 국내의 경우, 강형식과 최성욱 (2000)이 $k-\epsilon$ 모형을 적용하여 식생 개수로 흐름의 수직구조와 부유사 이동을 해석하였고, 이남주 등 (1994)은 수심적분 2차원 온배수 난류모형의 비교 연구에서 $k-\epsilon$ 모형을 적용하고 열적 난류구조를 보다 잘 표현하기 위해서 열에너지의 전달 및 감쇠를 나타내는 변동온도 차승평균항 및 이의 감쇠율의 전달방정식을 $k-\epsilon$ 모형에 추가한 4 방정식 난류모형을 제안하였다. 두 번째로 널리 이용되는 난류모형인 $k-\omega$ 모형은 최근 수십여 년 간 Wilcox (1993) 등에 의해 개발되었다. $k-\omega$ 모형 역시 난류운동에너지, k 와 ϵ 과 유사한 의미를 가지는 ω 에 대한

식들로 구성되며 이들 값을 이용하여 와점성을 계산한다 (2.2절 참고). Wilcox (1993)에 의하면 벽면 근처에서의 점성의 처리 및 횡방향 압력경사의 영향을 고려하는 경우에 $k-\omega$ 모형이 장점을 가진다. 하지만 난류가 무시할 정도로 약해지는 자유흐름층 (Free-stream Layer)에 대한 계산과 경계조건에서도 ω 가 어느 정도의 크기를 가지도록 가정하는 점 등에서 문제점이 제기된다 (Pope, 2000). Puleo et al. (2004)은 $k-\omega$ 모형을 높은 Reynolds 수를 가지는 진동경계층에서의 1차원 흐름조건에 적용하여 $k-\omega$ 모형이 $k-\epsilon$ 모형보다 우수한 결과를 계산한다고 주장하였다. Violeau et al. (2002)은 $k-\omega$ 등의 난류모형을 하구부 조건에 적용하여, 각 모형의 매개변수 추정의 중요성을 연구하였다. 국내에서 $k-\omega$ 모형이 연안 및 하천에서의 흐름 문제를 적용된 경우는 드물고, 곽승현 (2006)은 복잡한 연료실 내의 유동현상을 $k-\omega$ 모형을 포함한 여러 모형으로 모의하여 각 모형의 결과가 국소적으로 차이를 나타냄을 보여주었다.

Large Eddy Simulation (LES)은 DNS와 RANS의 장점들을 결합하기 위해 개발된 방법으로, 일정한 규모 이하의 난류는 닫힌 문제를 적용하여 매개화시키는 반면, 큰 규모의 난류는 DNS와 유사하게 난류요동에 대한 직접적 고려가 이루어질 수 있도록 계산하는 방법이다. Zedler and Street (2001)은 LES를 이용하여 여울이 존재하는 수로에서의 유사이동 특성을 연구하였다. 이 연구를 통해 여울 정상부에서의 하상전단력이 증가하는 경우, 많은 양의 유사가 급한 농도경사를 나타내며 부유된다는 결론이 도출되었다. 양원준과 최성욱 (2002)은 LES를 이용하여 교각주위 국부세굴의 3차원 수치모의를 실시하여 RNG $k-\epsilon$ 모형의 결과와 비교하였다.

본 연구의 목적은 현재 해안공학, 수리 및 하천공학 분야에서 가장 널리 이용되는 난류 해석 모형인 $k-\epsilon$ 모형과 $k-\omega$ 모형을 이용하여, 판상류 흐름과 유사의 부유 등의 현상에서 중요성을 가지는 높은 Reynolds 수를 가지는 진동 경계층 (Oscillatory Boundary Layer) 내 흐름을 계산하고, 이들 두 모형을 비교하는 것이다. 위에서 언급된 분야는 난류를 모형화하는 연구에서 선도적인 역할을 수행해온 기계공학 등의 분야와는 다른 흐름의 특성을 가지고 있다. 난류가 유체의 특성이 아니라 흐름의 특성이라는 사실을 고려할 때, 다른 분야의 선행연구에서 도출된 $k-\epsilon$ 모형과 $k-\omega$ 모형의 특성 및 차이점이 해안공학, 수리 및 하천공학 분야에서도 일관적으로 적용될 수 있을지에 대한 의문이 제기된다. 이외에, 향후 이들 분야에서의 난류를 모형화 할 필요가 있는 연구에서 모형 선정 및 매개변수 결정 등의 과정에 본 연구가 기초자료로 활용될 수 있을 것으로도 기대한다. 이 논문은 2장에서 유체의 운동량

방정식, 난류방정식 등의 지배방정식과 수치모형에 대한 설명이 이루어지며 3장에서는 개발된 모형을 선행 실험실 실험에 적용하여 계산된 결과를 비교분석한다. 4장에서는 본 연구에 대한 결론이 제시된다.

2. 흐름 지배방정식 및 난류모형

2.1 흐름의 운동량 방정식 (Flow Momentum Equations)

본 연구에서는 계산 과정이 간단하여 수치오차에 따른 모의 결과의 문제점을 줄여줄 수 있는 1차원 연직 (1 Dimensional Vertical Model, 1DV) 모형이 제안된다. 1DV 모형은 종방향 흐름이 충분히 발달되었다는 가정 아래, U-튜브 등의 진동 경계층 조건에 많이 이용되는 모형이다 (Hsu et al., 2007; Puleo et al., 2004).

흐름의 운동량 방정식은 Navier-Stokes 식에서 종방향 및 횡방향의 변화가 무시된다는 가정을 적용하여 유도된다.

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} + g \sin \alpha_s \quad (1a)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} \quad (1b)$$

여기서, u 와 v 는 각각 x 및 y 방향의 앙상블 (Ensemble) 평균된 유속을 나타내며, ρ 는 유체의 밀도, $\partial p/\partial x$ 와 $\partial p/\partial y$ 는 종방향 및 횡방향의 압력경사 (Pressure Gradient), g 는 중력가속도, α_s 는 바닥면의 경사를 나타낸다. 각 축의 방향이 의미하는 바는 Fig. 1에서 간략히 나타나며, 이 중 x 방향은 연안의 경우 해안선에 수직한 방향 (Cross-shelf Direction), 그리고 하천에서는 종방향 (Streamwise Direction)과 같이 주 흐름이 발생하는 방향을 의미한다. 유체의 전단응력 (Fluid Stress)인 τ_{xz} 와 τ_{yz} 는 와점성 (Eddy Viscosity)에 대한 가정을 이용하여 계산된다.

$$\tau_{xz} = \rho(\nu + \nu_t) \frac{\partial u}{\partial z} \quad (2a)$$

$$\tau_{yz} = \rho(\nu + \nu_t) \frac{\partial v}{\partial z} \quad (2b)$$

Eq. (2)에서 ν 는 물의 동점성계수, ν_t 는 와점성계수를 나타낸다. 본 연구에서 이용되는 $k-\epsilon$ 과 $k-\omega$ 와점성 모형은 난류요동 (u' , w')에 의한 Reynolds 응력을 와점성계수를 통해 매개화하며, x 방향의 경우는 $\nu_t \frac{\partial u}{\partial z} = -\overline{u'w'}$ 의 관계를 가진다. 이 관계에서 u' 와 w' 은 x 와 z 방향의 난류요동이다.

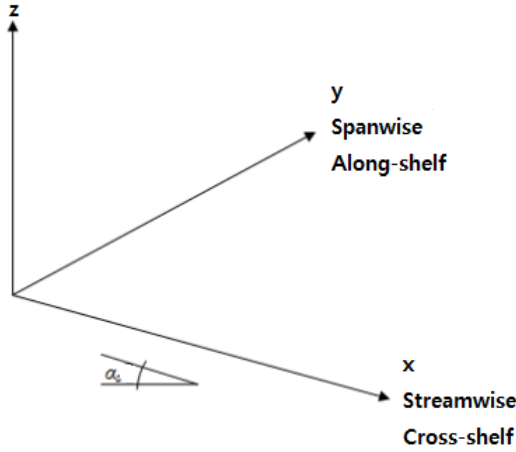


Fig. 1. Definition of Coordinate System

2.2 난류모형

2.1절에서 보여진 것과 같이 흐름 운동량 방정식에서 유체의 응력은 와점성계수를 이용하여 계산된다. $k-\epsilon$ 모형과 $k-\omega$ 모형에서 와점성계수는 각각 Eqs. (3a)와 (3b)로 표현된다.

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (3a)$$

$$\nu_t = \frac{k}{\omega} \quad (3b)$$

여기서, k 는 난류운동에너지 (Turbulent Kinetic Energy, TKE), ϵ 와 ω 는 난류소산율 (Turbulent Dissipation Rate)을 나타내며, C_μ 는 매개변수이다 (Table 1). Eq. (3)을 통해 ϵ 과 ω 는, 일반적인 경우, $\epsilon = C_\mu k \omega$ 의 관계를 가지게 됨을 알 수 있다.

$k-\epsilon$ 모형과 $k-\omega$ 모형의 풀이는 난류운동에너지와 난류소산율 사이의 균형관계식 (Balance Equations)을 통해 이루어지며 Eq. (4)는 $k-\epsilon$ 모형, Eq. (5)는 $k-\omega$ 모형을 나타낸다.

$$\frac{\partial k}{\partial t} = \nu_t \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial z} \right] - \epsilon \quad (4a)$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} = C_{\epsilon 1} \frac{\epsilon}{k} \nu_t \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial z} \right] - C_{\epsilon 2} \frac{\epsilon^2}{k} \quad (4b)$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} = \nu_t \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\left(\nu + \sigma^* \nu_t \right) \frac{\partial k}{\partial z} \right] - \beta^* k \omega \quad (5a)$$

Table 1. Values for Numerical Parameters of Turbulence Models

Parameter	C_μ	σ_k	$C_{1\epsilon}$	σ_ϵ	σ^*	σ	$C_{2\epsilon}$
Value	0.09	1.00	1.44	1.30	0.50	0.50	1.92

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} = (C_{1\epsilon} - 1) \frac{\omega}{k} \nu_t \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right] + \quad (5b)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left[\left(\nu + \sigma \nu_t \right) \frac{\partial \omega}{\partial z} \right] - C_\mu (C_{2\epsilon} - 1) \omega^2$$

Eqs. (3)~(5)에 나타나는 σ_k , $C_{1\epsilon}$, σ_ϵ , σ^* , σ , $C_{2\epsilon}$, β^* 등은 매개변수이며 2.3절에서 보다 자세히 설명된다.

2.3 매개변수 및 경계조건

2.2절의 난류모형에서 나타나는 매개변수들의 값은 Table 1에서 제시된다. 본 연구에서, 이들 매개변수들은 Rodi (1993), Henderson et al. (2004)과 Wilcox (1993)의 연구에서 제안된 값에 기초하여 결정되었다. $k-\omega$ 모형의 β^* 는 $\beta^* = 0.09 f_\beta$ 에 의해서 결정된다. 그리고 f_β 는 Eq. (6)에 의해 계산된다.

$$f_\beta = 1 \quad \text{if } \chi_k \leq 0 \quad (6a)$$

$$f_\beta = \frac{1 + 680 \chi_k^2}{1 + 400 \chi_k^2} \quad \text{if } \chi_k > 0 \quad (6b)$$

Eq. (6)에서 χ_k 는 Eq. (7)과 같다.

$$\chi_k = \frac{1}{\omega^3} \left(\frac{\partial k}{\partial z} \frac{\partial \omega}{\partial z} \right) \quad (7)$$

$k-\epsilon$ 모형과 $k-\omega$ 모형 모두에서, 난류운동에너지의 공간적인 경사와 확산이 0이라는 가정을 통해, 바닥면에서의 경계조건 (Bottom Boundary Condition)이 설정된다. 하지만 $k-\omega$ 모형의 경우에, 바닥면에서의 $\frac{\partial k}{\partial z}$ 가 0이라는 가정 하에 χ_k 가 바닥면에서 0이라는 경계조건이 추가로 적용된다. 흐름의 운동량 모형과 난류모형 모두의 수면 경계조건 (Top Boundary Condition)은 최상위 계산격자에서 u 와 v 의 공간경사 ($\frac{\partial}{\partial z}$)와 k 가 0이라는 가정을 통해 주어진다.

3. 모형의 적용 및 결과분석

2장에서 설명된 모형들을 Sumer et al. (1987)이 진동 경계층에서 측정된 난류흐름에 적용하였다. Sumer et al. (1987)은 진동 경계층에서의 난류거동을 이해하기 위해, U-튜브 모양의 대형 터널형 수로 (Water Tunnel)에서

Table 2. Experimental Conditions of Sumer et al. (1987)

Roughness Height (k)	Amplitude (a)	Orbital Amplitude	Angular Frequency ($2\pi/T$)	a/k
1.5 mm	2.71 m	2.1 m/s	0.744 s^{-1}	1,800

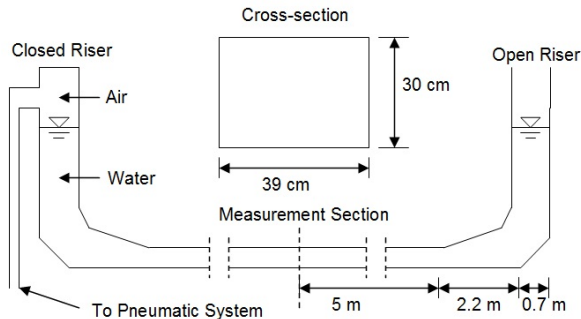


Fig. 2. Oscillating Water Tunnel of Sumer et al. (1987)

실험을 수행하였는데, 터널형 수로의 횡단면은 높이 30 cm, 폭 39 cm의 직사각형 모양이며, 1.5 mm 정도의 조고 (Roughness Height)를 가지는 바닥면으로 구성되어 있다 (Fig. 2). 1.5 mm의 조고는 분급도가 낮은 균일한 모래를 이용하여 모사되었다. 실험에 이용된 진폭 (Amplitude), 속도 진폭 (Velocity Amplitude), 각진동수 (Angular Frequency, $2\pi/T$, 여기서 T 는 주기) 등은 Table 2에서 주어지며 이를 바탕으로 Sumer et al. (1987)이 계산한 레이놀즈 수는 약 5×10^6 이다. 레이저 도플러 유속계 (Laser Doppler Anemometer)를 이용하여 총 50회 진동하는 동안 ($50T$) 14/1000초 간격 (약 71 Hz)으로 유속측정이 이루어졌다. 난류구조의 완전한 파악을 위해서는 물의 점성에 의해 주로 발생하는 난류의 최소 공간적, 시간적 규모인 Kolmogorov Scales까지 측정할 수 있는 측정기계의 정밀함이 요구된다. 따라서 높은 측정빈도 (Measurement Frequency)와 난류의 최소 크기단위인 Kolmogorov Length Scale보다 작은 측정센서 (예: Hot Wire) 등이 요구된다. Nezu and Nakagawa (1993)에 의해 제안된 난류 측정을 위한 장비의 정밀도에 관한 식들 ($f_{\max} \geq (50/\pi)(U/h)$ 와 $l_{dev} \leq h/100$, 여기서 f_{\max} 는 측정빈도, l_{dev} 는 측정센서의 크기, U 는 평균유속, h 는 수심 또는 흐름폭)에 기초하여 Sumer et al. (1987)의 실험을 계산하면 약 87 Hz ($= (50/\pi)(2.1/0.38)$)의 측정빈도가 요구되어, 실제 실험에 이용된 측정빈도가 Nezu and Nakagawa (1993)가 제시한 기준에 못 미치며, 측정센서의 크기에 관한 정보 역시 Sumer et al. (1987)의 논문에서 설명되지 않는 점 등으로 인해 실험의 기술적 정확도에 대한 의문을 제기할 수 있다. 하지만 Sumer et al. (1987)의 논문에서 도시된 그림 중 유속 측정 자료를 도시한 Fig. 3에서 난류요동이 명확히 드러나고, Fig. 12

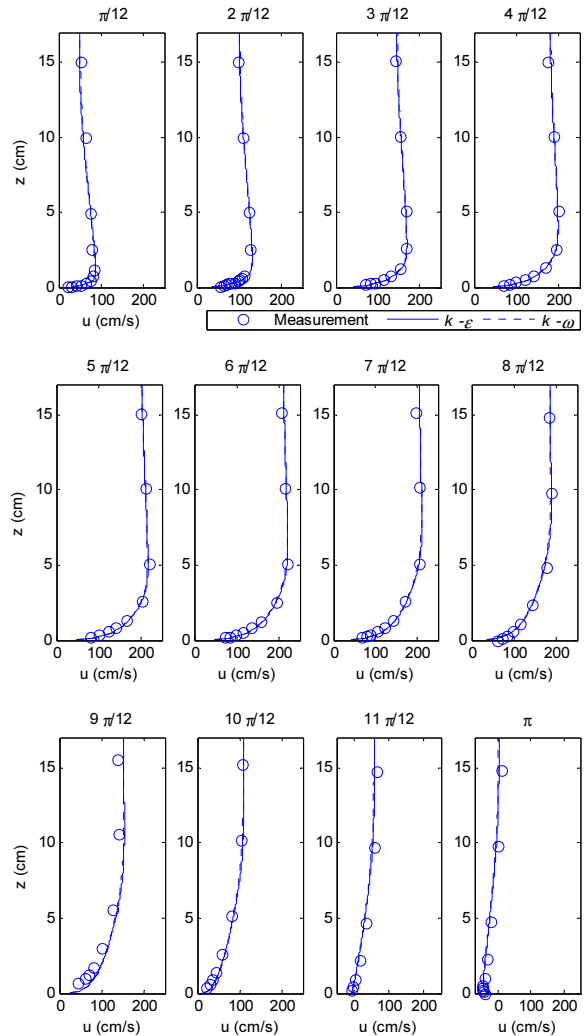


Fig. 3. Vertical Profiles of Measured and Calculated Velocities at Each Phase

에서 난류측정의 적합성을 판단하는 관성아영역 (Inertia Subrange)에서의 $-5/3$ 의 법칙이 명확히 제시되는 결과들을 통해, 주요 규모의 난류는 대부분 측정되었다고 판단된다.

수치실험을 위해 높이 17 cm의 계산영역 (Domain)을 1 mm 간격으로 등분하였고, 상하위 경계조건의 적용을 위한 두 개의 셀 (Cell)이 추가되어 172개의 셀로 모형을 구성하였다. 실제 실험에서 수로 높이는 30 cm이지만, 17 cm 이상의 높이는 경계층의 범위를 훨씬 상회한다고 가정하여 계산영역을 축소하였다. 계산 초기의 시간간격은 0.001초로 설정되었으며, 이후의 시간간격은 CFL조건을 이용하여 결정되

었다. 바닥면의 마찰속도 (Friction Velocity)를 결정하기 위해서 바닥면의 거칠기를 의미하는 Nikuradse 상수 (k_s , Eq. (8) 참고)가 이용되었다. k_s 는 바닥면의 조고에 실험적인 상수를 곱하여 결정한다. 본 연구에서는 매개변수 보정의 과정을 통해 실험에서 이용된 조고인 1.5 mm에 2.5를 곱한 값을 사용하였다.

Fig. 3은 Sumer et al. (1987)에 의해 측정된 유속 (원기호)과 수치모의 결과 ($k-\epsilon$ 모형: 실선, $k-\omega$ 모형: 점선)를 나타낸다. 측정유속의 경우, 50회의 주기 동안 측정된 유속을 앙상블 평균한 후, 주기의 0에서 π 까지가 도시되었다. 각 그래프의 상단에 표시된 $n\pi/12$ 는 각진동수를 의미한다. 모든 위상 (Phase)에서 $k-\epsilon$ 모형과 $k-\omega$ 모형은 유사한 결과를 나타낸다. 실제 Fig. 3에서는 육안으로 차이를 구별하기 힘들 정도로 비슷한 결과를 보이고 있다. 그리고 각각의 난류모형을 이용한 유속의 계산결과들은 실측치에 잘 일치한다. 위상 π 에서 나타나는 것과 같이,

경계층에서의 흐름 방향이 자유유동 (Freestream)층에서의 방향과 일치하지 않는 실험 결과가 두 가지 난류모형을 이용한 수치모의 결과 모두에서 계산되었다. 뿐만 아니라, 위상 $\pi/12$ 와 위상 $2\pi/12$ 에서 잘 보여지는 것처럼, 경계층이 충분히 발달하지 않는 흐름조건에서 경계층 내의 유속값이 자유유동층에서의 유속을 상회하여 경계층이 로그영역 (Logarithmic Layer)의 특성을 가지지 않는 진동흐름 (Oscillatory Flow)의 특성을 $k-\epsilon$ 모형과 $k-\omega$ 모형 모두가 잘 묘사하고 있다. 특히 위상이 $4\pi/12$ 에서 $8\pi/12$ 동안에서는 실측치와 거의 일치하는 결과를 나타내는데, 이 기간은 자유유동층의 유속이 2.0 m/s를 상회하여 난류를 포함한 유수동역학적 조건이 상당히 역동적 (Dynamic)인 경우다. 이를 통해서 $k-\epsilon$, $k-\omega$ 모형과 연계된 흐름 모형 (Eq. (1))은 난류가 충분히 발달한 경우에 높은 신뢰성을 가지는 결과를 계산한다는 사실이 확인되었다. 본 연구의 목적은 $k-\epsilon$ 모형과 $k-\omega$ 모형을 비교하는

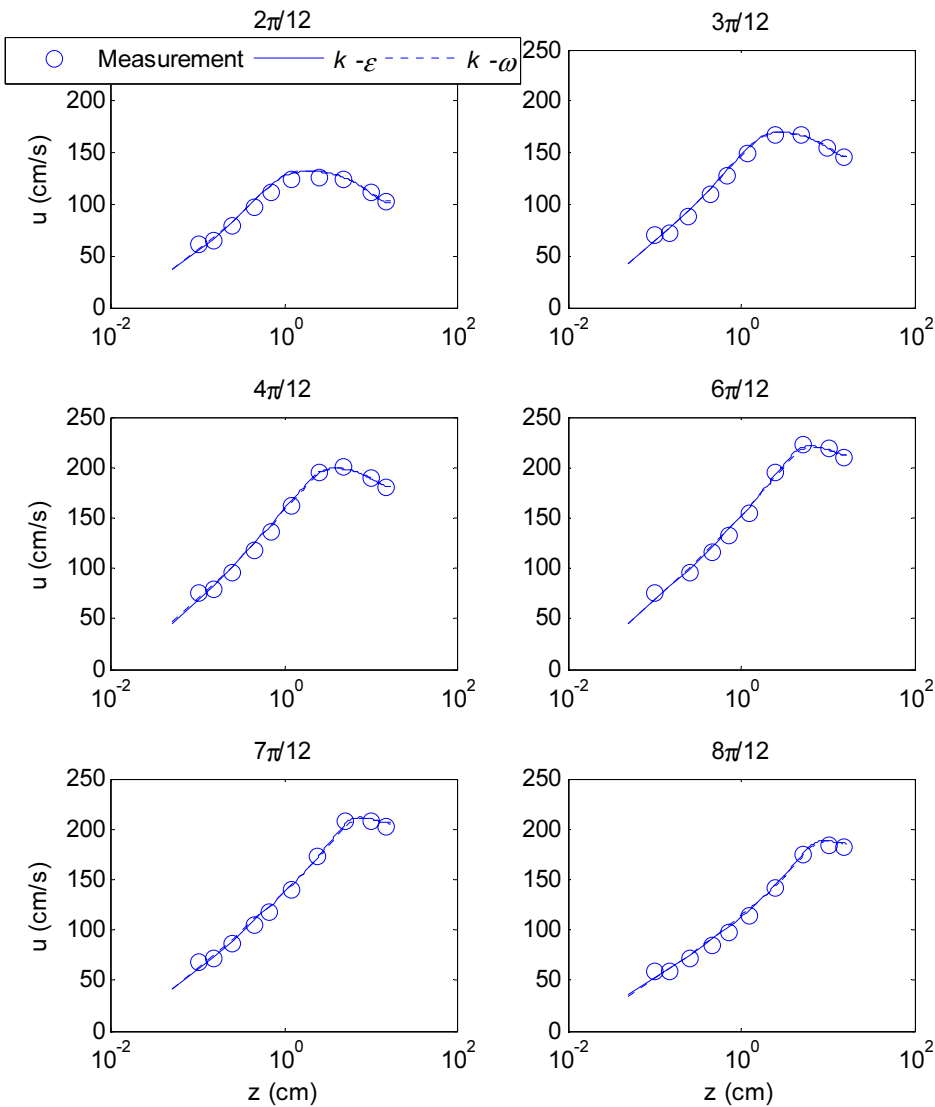


Fig. 4. Measured and Calculated Velocity Profiles in Semi-log Coordinate

것이다. 두 모형의 비교는 실측치와 각각 어느 정도의 오차를 나타내느냐는 것을 분석함으로써 이루어질 수 있다. 하지만 이 논문의 나머지 계산결과(Fig. 4, Fig. 5 등)에서도 나타나는 것처럼 두 모형의 결과가 상당히 유사한 것이 목도법에 의해서 확연히 확인되는 경우에는 RMSE, Correlation Coefficients 등을 이용한 실측치와의 정량적인 오차분석은 수행되지 않는다.

Fig. 4는 위상 $2\pi/12$, $3\pi/12$, $4\pi/12$, $6\pi/12$, $7\pi/12$, $8\pi/12$ 에서의 연직유속분포를 준로그(Semi-log) 좌표(x 축이 $\log_{10}z$, z 는 바닥면으로부터의 거리)로 도시한 것이다. Fig. 3에서 나타난 것과 같이, 준로그 좌표계에서도 두 가지 난류모형 모두 거의 같은 값을 계산하며 실측값과 유사한 결과를 보인다. 본 연구에서 적용하고 있는 조건은 바닥면이 거친 특성을 가지고 있으며, 이 경우의 경계층의 로그(또는 대수, Logarithmic) 법칙은 Eq. (8)에 의해서 계산된다.

$$\frac{u}{U_f} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{30z}{k_s} \quad (8)$$

여기서, U_f 는 바닥면에서의 마찰속도, κ 는 von Karman 상수(0.41)를 의미한다. Fig. 4에서 나타난 바에 의하면, 수심이 0에서 약 10 cm인 구간에서는 준로그 좌표계에서 직선 형태의 유속분포가 존재한다. x 축이 수심(z)을 나타내는 준로그 좌표계에서 나타나는 직선구간은 경계층 내에 존재하는 로그 법칙을 의미한다. Fig. 4에 도시된 결과를 통해, 두 가지 난류모형 모두가 경계층 내의 로그 법칙을 잘 계산하고 있는 사실을 알 수 있다. Fig. 4에서는 유속의 경계층이 잘 나타나는 위상들에서의 결과를 도시하였다. Fig. 3에서 보이는 것처럼, 경계층의 길이가 아주 작은 위상 $\pi/12$, 경계층의 구분이 불분명한 위상 $11\pi/12$, π 등에서는 준로그 좌표계에서도 직선구간이 명확히 구분되지 않으며 Fig. 4에서 도시되지 않는다.

TKE는 난류요동(u' , v' , w')을 이용하여 Eq. (9)에 의해 계산된다.

$$\text{TKE} = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (9)$$

Sumer et al. (1987)은 x 및 z 방향의 난류요동을 측정하여 난류강도 $\sqrt{\overline{u'^2}}$ 과 $\sqrt{\overline{w'^2}}$ 를 계산하였다. 이를 이용하여, 본 연구에서는 Sumer et al. (1987)에 의해 측정된 흐름의 TKE를 산정하고, $k-\varepsilon$ 및 $k-\omega$ 모형에 의해 계산된 TKE와 비교하였다. Sumer et al. (1987) 및 본 연구에서는 y 방향의 유속 및 난류 속도요동이 0이라고 가정하여 v' 는 고려하지 않았다. 측정 및 계산된 TKE의 연직분포는 각 위상별로 Fig. 5에서 나타난다. 유속의 분포와 마찬가지로

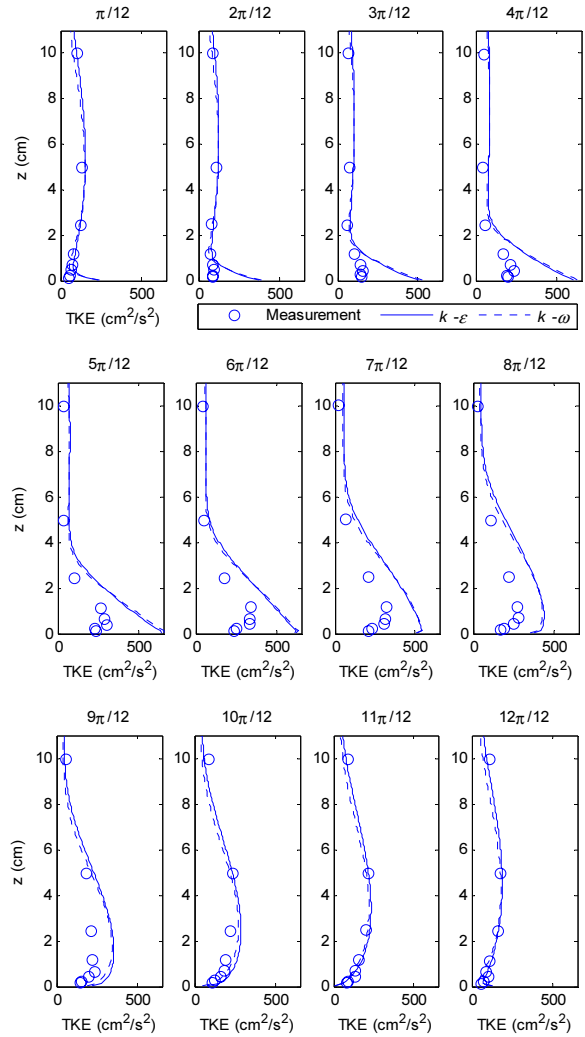


Fig. 5. Measured and Calculated TKE at Each Phase

가지로 TKE에서도 $k-\varepsilon$ 및 $k-\omega$ 모형이 큰 차이를 나타내지 않는다. 두 모형 모두 경계층 내에서 급격히 증가하는 TKE를 계산하였고, 그 크기 역시 거의 일치한다. 또한, 위상 $9\pi/12$ 에서 π 까지 유속이 감소하는 기간에서 $k-\varepsilon$ 및 $k-\omega$ 모형에 의해 계산된 TKE는 실측치와 매우 유사한 결과를 나타낸다. 하지만 유속이 급하게 증가하는 위상 $\pi/12$ 에서 $4\pi/12$ 까지의 경우는 바닥면 근처에서 계산된 TKE가 실측치보다 높고, 유속이 가장 큰 값을 나타내는 위상 $5\pi/12$ 에서 $8\pi/12$ 에서는 경계층 내의 전체에서 계산된 TKE가 실측치보다 크게 나타난다. Fig. 5에서 나타나는 바와 같이, 유속이 감소하는 기간(위상 $7\pi/12$ 에서 π)에서는 경계층의 하부, 즉 바닥면과 충분히 가까워질 때, TKE의 감소를 두 가지 난류모형 모두가 계산하였다. 하지만 유속이 증가하는 기간(위상 $\pi/12$ 에서 $6\pi/12$)에, 실측치는 바닥면과 아주 가까운 위치에서 TKE가 감소하는데 비해, $k-\varepsilon$ 및 $k-\omega$ 모형은 바닥면에 가까워질수록 TKE

가 증가하는 것으로 계산하였다. 이 같은 계산 결과는, 유속이 증가하여 큰 규모 난류의 생성 및 증가를 유발하는 외부로부터의 에너지 유입이 발생할 경우, 경계층 하부에 높은 TKE를 가지는 Kolmogorov Scale과 비슷한 규모를 가지는 작은 난류가 대량으로 발생할 수 있는 이론적 조건을 따르는 것으로 고려된다. 이 결과가 실측치와 차이를 보이는 원인에 대해서는 다음 두 가지가 추론된다. 첫 번째로, 거친 바닥면을 가지는 Sumer et al. (1987)의 실험조건 (조고=1.5 mm)이 바닥면으로부터 O(100) mm 이내 위치의 난류를 감소시키는 영향을 나타낼 수 있다는 점이다. 난류는 유체 자체가 가지는 성질이 아니라 흐름이 가지는 성질이라는 사실을 기본으로 할 때, 바닥면과 아주 가까운 부분에서의 난류 (또는 흐름)는 바닥면의 지형과 상관관계를 가질 수 있다는 점이 추론된다. 비록 Sumer et al. (1987)의 실험조건이 가는 모래를 이용한 바닥면이라고 하더라도 난류의 최소단위가 되는 Kolmogorov Scale에 가까운 작은 규모의 난류는 바닥면의 지형 (Sumer et al. (1987)의 실험에서는 모래 크기 단위의 요철)으로부터 어떤 영향을 받는 현상이 나타날 수 있다고 판단된다. Eqs. (4) and (5)에서 보여지는 것과 같이 본 연구에서 이용된 난류모형은 바닥지형에 의한 난류의 영향과 관련된 항을 포함하지 않는다. 두 번째로 생각할 수 있는 원인은 Sumer et al. (1987)의 측정방법이 가지는 문제점에 대한 것이다. 바닥면에 가까울수록 작은 규모의 난류가 지배적으로 TKE를 결정하는 난류의 특성을 고려할 때, 바닥면에 아주 가까운 부분에서의 TKE의 측정은 기계의 정밀도에 따라 달라질 수 있다. 3장의 앞부분에서 설명된 것과 같이 Sumer et al. (1987)이 측정에 이용한 장비가 실험조건에서 존재하는 모든 규모의 난류를 완벽히 측정할 수 있는지에 대해서는 의문점이 제기될 수 있다. 만약 바닥면에 존재하는 아주 작은 규모의 난류를 실험에 이용된 장비가 측정해내지 못했다 가정할 경우, 이들 작은 난류에 의한 TKE가 고려되지 못한 결과가 나타날 수 있다. 위상 $7\pi/12$ 의 경우, 바닥면으로부터 0.5 mm 떨어진 곳에서의 Turbulence Timescale ($\tau=k/\epsilon$)은 $k-\epsilon$ 모형에 의해 약 0.0057초 ($k=51.0497 \times 10^{-3}$, $\epsilon=889.4638 \times 10^{-2}$)로 계산되었다. 이는 약 175 Hz 이상의 측정빈도를 가지는 장비에 의해 측정될 수 있는 난류로 Sumer et al. (1987)이 이용한 71 Hz의 측정장비로는 TKE의 산정에 포함시킬 수 없다. 따라서 Sumer et al. (1987)의 실험에서 보다 고정밀도의 측정장비가 이용되었을 경우 경계층의 하부, 바닥면에 아주 가까운 부분에서 보다 높은 TKE가 측정 및 산정되었을 수도 있다.

와점성계수 (ν_t)는 Eqs. (1) and (2)에서 나타나는 것과 같이 흐름의 운동량 방정식에서 난류에 의한 유체의 전단

응력을 결정하는 계수로 이용된다. 이뿐만 아니라 ν_t 는 난류확산을 결정하는 계수로도 널리 이용된다. 즉 난류에 의해 유사 및 부유물들이 확산되는 과정이 와점성 모형을 이용하는 확산모형에서는 거의 모든 경우 ν_t 에 의해 계산된다. 따라서 $k-\epsilon$ 및 $k-\omega$ 모형에 의해 계산되는 ν_t 를 확인함으로써 유체 속에 부유물이 있는 경우의 확산을 두 모형이 어떻게 계산할지 알 수 있다. Fig. 6은 $k-\epsilon$ 및 $k-\omega$ 모형에 의해 계산된 ν_t 를 나타낸다. Fig. 6을 통해 두 모형이 유사한 값의 ν_t 를 계산한다는 사실을 알 수 있다. 특히 유속이 상승 단계에 있는 위상 $\pi/12$ 에서 $4\pi/12$ 까지의 경우와 유속이 하강하는 단계인 위상 $9\pi/12$ 에서 π 까지의 경우는 거의 유사한 결과를 나타내었다. 유속의 변화량이 감소하였다 0이 되는 단계를 거치는 위상 $5\pi/12$ 에서 $8\pi/12$ 까지의 경우는 $k-\epsilon$ 모형이 약간 더 흐름의 변화에 민감하게 반응하는 결과를 보이지만 주목할만한 차이점을 나타낸다고 생각되지는 않는다.

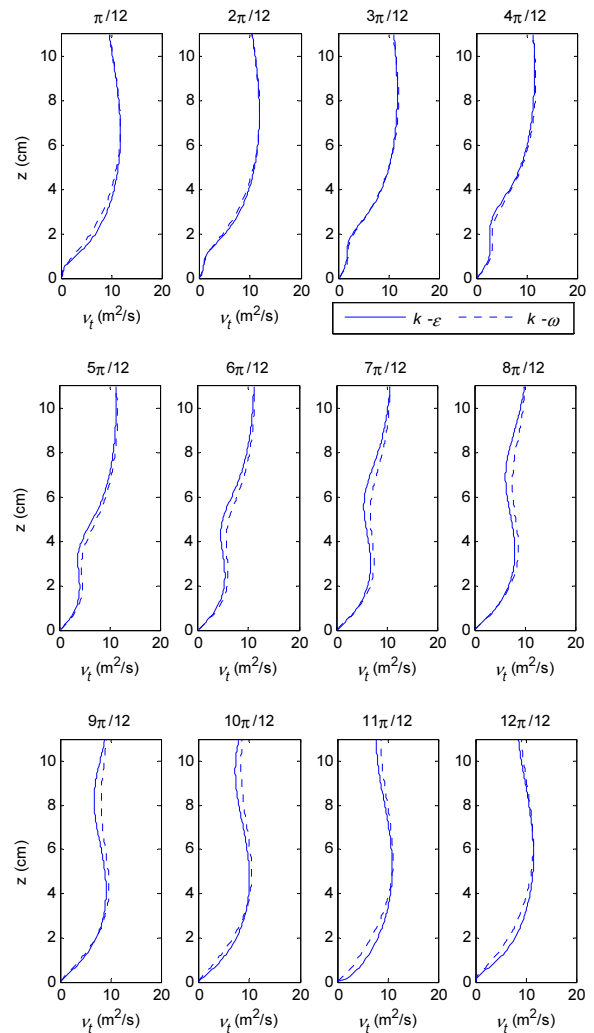


Fig. 6. Quantities of Eddy Viscosity Calculated by $k-\epsilon$ and $k-\omega$ at Each Phase

4. 결론 및 토의

본 연구는 높은 Reynolds 수를 가지는 진동 경계층에서의 유속 및 난류를 $k-\epsilon$ 과 $k-\omega$ 난류모형으로 계산하고, 이를 비교하는 것을 목적으로 수행되었다. 두 모형의 적용 및 결과비교를 위해서는 Sumer et al. (1987)이 수행한 실험실 실험이 이용되었다. 본 연구를 통해서 가장 확실히 알 수 있는 점은 높은 Reynolds 수를 가지는 진동 경계층 조건에서는 $k-\epsilon$ 과 $k-\omega$ 모형이 아주 유사한 결과를 나타낸다는 것이다. 이들 유사한 결과는 난류가 고려된 흐름 뿐 아니라, TKE에서까지 나타난다. 이 결과는 Puleo et al. (2004)의 결론과 차이점을 나타낸다. Puleo et al. (2004) 역시 1DV 모형을 이용하여 $k-\epsilon$ 과 $k-\omega$ 난류모형을 비교하였고, TKE의 계산에서 $k-\omega$ 모형이 월등히 우수한 결과를 나타낸다고 결론지었다. Puleo et al. (2004)가 적용한 실험 조건도, 본 연구에서 이용된 실험조건과 거의 유사하게, 터널형 수로를 이용한 진동 경계층에서의 측정이었으며, Sumer et al. (1987)의 실험과 비교해서, 다소 긴 주기 (9.72초), 작은 속도진폭 (2.0 m/s), 작은 조고 (0.84 mm)의 조건을 가지고 있다. 하지만 이런 사소하게 다른 실험조건이 본 연구의 결과와 큰 차이점을 발생시킬 것이라고는 판단되지 않는다. 본 연구에서 이용된 $k-\epsilon$ 모형의 결과에 비해, Puleo et al. (2004)가 모의한 $k-\epsilon$ 모형의 결과는 실측치와 상당히 큰 오차를 나타내었다 (Puleo et al. (2004)의 Fig. 4 참고). $k-\omega$ 모형의 결과는, 목도법으로 비교하였을 때, 본 연구의 결과와 유사한 정도, 또는 약간 부족한 정확도를 보이는 것으로 고려된다. Wilcox (1993)에 의하면, $k-\omega$ 모형은 일반적으로 주의할만한 횡방향(본 연구에서는 y방향) 압력경사가 존재하는 경우 $k-\epsilon$ 모형에 비해 이점을 가진다. 본 연구에서 이용된 U-튜브 모양 터널형 수로에서와 같이 횡방향 변화가 무시될 수 있는 조건 (예를 들어, 직선형 하천 및 하구부 흐름, 해안에서의 파랑 흐름 등)에서의 $k-\omega$ 난류모형의 장점에 대해서 Puleo et al. (2004)의 경우를 제외하고는 명확히 보고된 경우는 드물다. 또 Pope (2000)에 따르면 $k-\omega$ 모형이 실험적으로 결정되어야 하는 상수들에 민감한 결과를 나타낼 수 있다. 횡방향 압력경사가 미미하고 높은 Reynolds 수를 가지는 조건에서 수행된 $k-\epsilon$ 과 $k-\omega$ 난류모형을 이용한 수치실험이 큰 차이를 보이지 않으며 실측치와도 큰 오차를 나타내지 않는 본 연구의 결과와 Pope (2000)에 의해 제기되는 $k-\omega$ 모형의 문제점 등을 고려할 때, 해안 및 하천공학에서의 적용 경우 중, 국소흐름 등 횡방향 압력경사가 무시될 수 있는 환경에서는 보다 많은 연구를 통해 매개변수의 값이 장시간 검보정된 $k-\epsilon$ 모형의 선택이 수치모형에 의한 실제 물리현상 모사의 오차를

줄일 수 있을 것으로 판단된다. 본 연구의 실험조건에서 $k-\epsilon$ 과 $k-\omega$ 모형은 흐름과 TKE뿐 아니라 와점성계수도 상당히 유사하게 계산하였다. 유사 등 부유물의 난류에 의한 확산을 결정하는 와점성계수는 확산모형 등 부유물의 농도 변화를 계산하는 모형에서 지배적인 역할을 하는 계수이다. 그리고 부유물의 농도는 밀도성층화 (Density Stratification) 등에 기인하여 다시 난류에 영향을 주기도 한다. 본 연구에서 계산된 와점성계수는 부유물이 없는 상태에서의 난류구조를 통해 계산된 것이다. 따라서 향후 부유물이 존재하는 실험조건에서 $k-\epsilon$ 과 $k-\omega$ 모형을 이용하여 난류구조 및 부유물 농도 등을 계산하고, 이를 이용하여 두 모형의 비교하는 연구가 필요할 것으로 사료된다.

감사의 글

본 연구는 국토해양부 “하구역종합관리시스템개발”의 일환으로 수행되었습니다.

참고문헌

- 강형식, 최성욱 (2000). “식생된 개수로에서 난류 구조와 부유사 이동 현상의 수치해석.” **한국수자원학회논문집**, 한국수자원학회, 제33권, 제5호, pp. 581-592.
- 곽승현 (2006). “난류모형을 적용한 엔진 연료실의 유동 해석.” **한국항해항만학회지**, 한국항해항만학회, 제30권, 제5호, pp. 369-374.
- 양원준, 최성욱 (2002). “LES를 이용한 교각주위 국부세굴의 3차원 수치모의.” **대한토목학회논문집**, 대한토목학회, 제22권, 제4-B호, pp. 437-446.
- 이남주, 최홍식, 이길성 (1994). “가로흐름 수역으로 방출되는 2차원 표면온배수 수치모형 비교 연구.” **한국해양양공학회지**, 한국해양양공학회, 제6권, 제1호, pp. 40-50.
- Davidov, B.I. (1961). “On the statistical dynamics of an incompressible turbulent fluid.” *Dokl. Akad. Nauk S.S.S.R.*, Vol. 303, pp. 47-50.
- Elghobashi, S.E., and Abou-Arab, T.W. (1983). “A two-equation turbulence model for two-phase flows.” *Physics of Fluids*, Vol. 26, No. 4, pp. 931-938.
- Harlow, F.H., and Nakayama, P.I. (1968). *Transport of turbulence energy decay rate*. University of California Report LA-3854, Los Alamos Science Laboratory.
- Henderson, S.M., Allen, J.S., and Newberger, P.A. (2004). “Nearshore sandbar migration by an eddy

- diffusive boundary layer model." *J. Geophysical Research*, Vol. 109, No. C06024, doi:10.1029/2003JC002137.
- Hsu, T.-J., Traykovski, P.A., and Kineke, G.C. (2007). "On modeling boundary layer and gravity driven fluid mud transport." *J. Geophysical Research*, Vol. 112, No. C04011, doi:10.1029/2006JC003719.
- Huang, P.G., Coleman, G.N., and Bradshaw, P. (1995). "Compressible turbulent channel flows: DNS results and modelling." *J. Fluid Mech*, Vol. 305, pp. 185-218.
- Jones, W.P., and Launder, B.E. (1972). "The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence." *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 15, pp. 301-314.
- Joung, J., Choi, S.-U., and Choi, J.-I. (2007). "Direct numerical simulation of turbulent flow in a square duct: Analysis of secondary flows." *J. Engineering Mechanics*, Vol. 133, No. 2, pp. 213-221.
- Kang, H., and Choi, S.-U. (2006). "Turbulence modeling of compound open-channel flows with and without vegetation on the floodplain using the Reynolds stress model." *Advances in Water Resources*, Vol. 29, pp. 1650-1664.
- Menter, F.R. (1994). "Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications." *AIAA Journal*, Vol. 32, No. 8, pp. 1598-1605.
- Nagaosa, R. (1999). "Direct numerical simulation of vortex structures and turbulent scalar transfer across a free surface in a fully developed turbulence." *Physics of Fluids*, Vol. 11, No. 6, pp. 1581-1595.
- Nezu, I., and Nakagawa, H. (1993). *Turbulence in open-channel flows*. IAHR-Monograph, Balkema, Rotterdam, The Netherlands.
- Olsen, N.R.B. (2003). "Three-dimensional CFD modeling of self-forming meandering channel." *J. Hydraulic Engineering*, Vol. 129, No. 5, pp. 366-372.
- Orlandi, P., Leonardi, S., Tuzi, R., and Antonia, R.A. (2003). "Direct numerical simulation of turbulent channel flow with wall velocity disturbances." *Physics of Fluids*, Vol. 15, No. 12, pp. 3587-3601.
- Pope, S.B. (2000). *Turbulent flows*. Cambridge University Press, Cambridge, UK.
- Puleo, J.A., Mouraenko, O., and Hanes, D.M. (2004). "One-dimensional wave bottom boundary layer model comparison: Specific eddy viscosity and turbulence closure models." *J. Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*, Vol. 130, No. 6, pp. 322-325.
- Rameshwaran, P., and Naden, P.S. (2003). "Three-dimensional numerical simulation of compound channel flows." *J. Hydraulic Engineering*, Vol. 129, No. 8, pp. 645-652.
- Rodi, W. (1993). *Turbulence models and their application in hydraulics-A state-of-the-art review*, IAHR, Delft, The Netherlands.
- Shih, T.-H., Liou, W. W., Shabbir, A., Yang, Z., and Zhu, J (1995). "A new k- ϵ eddy viscosity model for high Reynolds number turbulent flows." *Computers Fluids*, Vol. 24, No. 3, pp. 227-238.
- Sumer, B.M., Jensen, B.L., and Fredsoe, J. (1987). "Turbulence in oscillatory boundary layers." In *Advances in Turbulence*, Edited by Gt. Comte-Bellot & J. Mathieu, Springer, pp. 556-567.
- Umlauf, L., Burchard, H., and Hutter, K. (2003). "Extending the k- ω turbulence model towards oceanic applications." *Ocean Modelling*, Vol. 5, pp. 195-218.
- Violeau, D., Bourban, S., Cheviet, C., Markofsky, M., Petersen, O., Roberts, W., Spearman, J., Toorman, E., Vested, H.J., and Weilbeer, H. (2002). "Numerical simulation of cohesive sediment transport: Intercomparison of several numerical models." *Proceedings in Marine Science*, Vol. 5, pp. 75-89.
- Wilcox, D.C. (1993). *Turbulence modeling for CFD*. La Canada, CA: DCW Industries.
- Zedler, E.A., and Street, R.L. (2001). "Large-eddy simulation of sediment transport: Currents over ripples." *J. Hydraulic Engineering*, Vol. 127, No. 6, pp. 444-452.

논문번호: 11-004	접수: 2011.01.12
수정일자: 2011.02.7/02.25	심사완료: 2011.02.25