

수치모의를 이용한 전단면 식생 수로에서의 와도 생성 분석

Numerical Investigations of Vorticity Generation in Fully Vegetated Open-Channel Flows

강형식*

Kang, Hyeongsik

Abstract

This paper presents a numerical investigation of vorticity generation in fully vegetated open-channel flows. The Reynolds stress model is used for the turbulence closure. Open-channel flows with rough bed-smooth sidewalls and smooth bed-rough sidewalls are simulated. The computed vectors show that in channel flows with rough bed and rough sidewalls, the free-surface secondary currents become relatively smaller and larger, respectively, compared with that of plain channel flows. Also, open-channel flows over vegetation are simulated. The computed bottom vortex occupies the entire water depth, while the free-surface vortex is reduced. The contours of turbulent anisotropy and Reynolds stress are presented with different density of vegetation. The budget analysis of vorticity equation is carried out to investigate the generation mechanism of secondary currents. The results of the budget analysis show that in plain open-channel flow, the production by anisotropy is important in the vicinity of the wall and free-surface boundaries, and the production by Reynolds stress is important in the region away from the boundaries. However, this rule is not effective in vegetated channel flows. Also, in plain channel flows, the vorticity is generated mainly in the vicinity of the free-surface and the bottom, while in vegetated channel flows, the regions of the bottom and vegetation height are important to generate the vorticity.

Keywords : secondary currents, vegetated channel, turbulent anisotropy, Reynolds stress, vorticity equation

요 지

본 연구에서는 수치모의를 통하여 전단면 식생 수로에서 와도의 생성을 분석하였다. 지배방정식에서 난류 폐합을 위해 레이놀즈응력모형을 이용하였다. 거친 하상-매끄러운 측벽 및 매끄러운 하상-거친 측벽을 갖는 개수로 흐름을 수치모의하여 서로 다른 형태의 이차흐름 구조가 형성되는 것을 확인하였다. 즉, 거친 하상 조건에서는 자유수면 이차흐름의 규모가 감소되고, 거친 측벽 조건에서는 자유수면 이차흐름의 구조가 더 커지는 것으로 나타났다. 또한 전단면 식생 수로를 수치모의하여 수심 크기의 바닥 이차흐름이 형성되고, 식생 밀도가 증가함에 따라 자유수면 이차흐름이 점차 사라지는 것을 확인하였다. 또한 이차흐름 생성에 중요한 역할을 하는 난류의 비등방성 및 레이놀즈응력 분포를 식생밀도에 따라 살펴보았다. 한편, 와도 방정식을 분석한 결과, 비식생 수로의 경우 벽 및 수면 경계 근처에서는 난류 비등방성에 의한 생성항이, 경계와 떨어진 곳에서는 레이놀즈응력에 의한 생성항이 와도 생성에 중요한 역할을 하는 것으로 나타났다. 그러나 식생 수로에서는 이러한 특성이 사라지는 것으로 확인되었다. 또한 비식생 수로에서는 바닥과 수면에서의 와도 생성이 강하게 발생되지만, 식생 수로에서는 바닥과 식생 높이에서 와도 생성이 크게 발생하는 것으로 나타났다.

핵심용어 : 이차흐름, 식생 수로, 난류의 비등방성, 레이놀즈응력, 와도 방정식

1. 서 론

일반적으로 곡선수로에서 발생하는 이차흐름은 주로 원심력에 의해 발생된다. 따라서 곡선수로의 흐름이 층류 및 난류에 상관없이 이차흐름이 형성된다. 그러나 직선수로의 경우에는 난류의 영향에 의해 이차흐름이 형성되며, 주로 난류의 비등방성(anisotropy) 및 레이놀즈응력 $\overline{w'w'}$ 에 의해 생성되는 것으로 알려져 있다(Nezu와 Nakagawa, 1993). 이러한

직선 수로에서 생성되는 이차흐름 구조는 직사각형 수로의 경우, 측벽 및 자유수면 부근에서 형성되는 자유수면 이차흐름(free-surface secondary currents)과 측벽과 바닥 근처에서 발생하는 바닥 이차흐름(bottom secondary currents)으로 구분된다. 또한 횡방향으로 조도 높이가 불균일 하거나 하상형상이 존재하는 경우에는 자유수면 및 바닥 이차흐름 이외에 격자형 이차흐름(cellular secondary currents)이 발생된다. 다시 말해서 직선 수로의 경우 단면 형상 뿐만 아니라 바닥

*정희원 · 한국환경정책 · 평가연구원 환경전략연구본부 물순환연구실 책임연구원
전 한국건설기술연구원 수자원 · 환경연구본부 하천 · 해안항만연구실 (E-mail : hskang@kei.re.kr)

조도 높이의 불균일성, 하상형상, 측벽과 바닥 조도의 차이, 식생 등에 의해 새로운 형태의 이차흐름 구조가 형성된다. 본 연구에서는 측벽과 바닥의 조도차이가 큰 수로 및 식생 수로에서 형성되는 이차흐름 구조에 초점을 맞추었다.

식생 수로 흐름은 식생 영역과 비식생 영역에서의 유속 차에 의해 식생 높이 부근에서 강한 전단층이 형성되며, 이러한 전단은 이차흐름 구조 및 난류 구조에도 큰 영향을 미칠 것으로 보인다. 과거 Kang(2005)은 단면 전체에 식생이 식재된 흐름에 대해 수치모의한 결과 측벽 근처에서 수심 크기의渦가 형성되는 것을 확인하였다. 또한 횡방향으로 매우 불균질한(heterogeneity) 흐름이 형성되고, 이로 인해 시계 및 반시계 방향으로의 이차흐름이 반복적으로 발생됨을 보였다. 특히, 유연한 식생의 경우 주흐름방향渦에 의해 횡단면 상에서 파동이 형성되는 등의 횡방향 부수로(lateral subchannel)가 형성된다(Ghisalberti와 Nepf, 2002). 또한 이러한 이차흐름은 오염물 및 부유사 농도 분포에 큰 영향을 미치는 것으로 알려져 있으며, 특히 식생 수로에서는 수직방향으로의 오염물 확산이 운동량 확산보다 더 크게 발생하는 것으로 알려졌다(Ghisalberti와 Nepf, 2005; Kang과 Choi, 2009).

식생이 없는 일반 개수로 흐름에서의 이차흐름 생성 메커니즘을 분석한 기존의 연구를 살펴보면, 주로 와도(vorticity) 방정식 각 항의 역할 분석에 초점을 맞추었다(Gessner와 Jones, 1965; Nezu와 Nakagawa, 1984; Demuran과 Rodi, 1984; Huser와 Biringen, 1993; Ohmoto와 Hayashi, 2003; Kang과 Choi, 2006a). 먼저 Gessner와 Jones(1965)는 직사각형 duct 흐름에 대해 와도 방정식에 존재하는 두 생성항인 난류 비등방성에 의한 생성항과 레이놀즈응력에 의한 생성항이 다른 항들 보다 더 큰 값을 갖으며, 이 두 항에 의해 이차흐름이 형성되는 것을 밝혔다. 또한 Nezu와 Nakagawa(1984)는 개수로 흐름에서의 실내 실험을 통해 Gessner와 Jones(1965)의 연구가 타당함을 보였으며, Demuran과 Rodi(1984) 역시 응력대수식모형(Algebraic stress model)을 이용하여 duct 흐름에서 동일한 결론을 얻었다. 한편, Ohmoto와 Hayashi(2003)은 직접수치모의(Direct numerical simulation)를 통해 격자형 이차흐름(cellular secondary currents)을 모의하고, 이차흐름의 생성 메커니즘을 분석한 결과 난류의 비등방성 보다 레이놀즈응력에 의한 생성항이 이차흐름의 생성에 더 큰 영향을 미치는 것으로 나타났다. 또한 Huse와 Biringen(1993)과 Kang과 Choi(2008)는 각각 직접수치모의와 레이놀즈응력모형을 이용하여 duct 흐름과 개수로 흐름에서의 이차흐름 생성 메커니즘을 분석한 결과, 난류 비등방성과 레이놀즈응력의 생성항이 이차흐름의 강도를 증가 혹은 감소 시키는 중요한 역할을 하는 것을 보였다. 그러나 지금까지의 연구는 대부분 바닥과 측벽이 매끄러운 수로에서 발생하는 이차흐름에 대한 것이다. 특히, 식생 수로에서는 아직까지 이차흐름 구조에 대한 연구가 많지 않은 상황이며, 더욱이 이차흐름의 생성 메커니즘에 대한 연구는 거의 알려져 있지 않다.

본 연구의 목적은 수치모의를 통해 식생 수로에서의 이차흐름 생성 메커니즘을 분석하는 것이다. 이차흐름을 해석하기 위해서는 난류의 비등방성을 모의할 수 있는 난류모형이 필요하며, 이를 위해 레이놀즈응력의 수송방정식을 해석하는 레이놀즈응력모형을 이용하였다. 먼저 매끄러운 하상-거친 측

벽 및 거친 하상-매끄러운 측벽을 갖는 직사각형 개수로 흐름을 수치모의하여 하상과 측벽에서 거칠기 차이에 따른 이차흐름 구조 변화에 대해 살펴보았다. 또한 전단면에 걸쳐 균일하게 식생이 식재된 흐름에 대해 식생밀도에 따른 이차흐름 구조의 변화를 수치모의하고, 와도 방정식에서의 각 항에 대한 영향을 분석하여 식생 수로에서의 와도 생성에 대해 분석하였다.

2. 지배방정식

Raupach와 Shaw(1982)의 시간 및 공간평균 기법을 이용하여 Navier-Stokes 방정식으로 부터 유도된 식생 수로에서의 운동량 방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial \langle \bar{u}_i \rangle}{\partial t} + \langle \bar{u}_j \rangle \frac{\partial \langle \bar{u}_i \rangle}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle \bar{p} \rangle}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial \langle \bar{u}_i \rangle}{\partial x_j} - \langle u'_i u'_j \rangle \right) - f_i + g_i \quad (1)$$

여기서 $\langle u \rangle$ 는 공간평균, \bar{u} 는 시간평균, u' 및 u'' 는 시간 및 공간에 대한 진동성분을 의미한다. 또한 식 (1)에서 $-\langle u'_i u'_j \rangle$ 는 레이놀즈응력, g_i 는 중력가속도, 그리고 f_i 는 식생에 의한 항력항으로서 다음과 같다.

$$f_i = \frac{1}{2} C_D a \langle \bar{u}_i \rangle \sqrt{\langle \bar{u} \rangle^2 + \langle \bar{v} \rangle^2 + \langle \bar{w} \rangle^2} \quad (2)$$

여기서 C_D 는 항력계수로서 Dunn(1996)이 제시한 식을 사용하였다. 또한 a 는 식생밀도로서 식생간격에 의한 하상의 단위면적에 대한 식생 직경의 비로 정의된다.

운동량방정식 식 (1)에서 레이놀즈응력을 구하기 위해 6개의 편미분 방정식으로 구성된 다음과 같은 레이놀즈응력의 수송방정식을 해석하였다.

$$\begin{aligned} \langle \bar{u}_k \rangle \frac{\partial \langle u'_i u'_j \rangle}{\partial x_k} = & \left[\frac{\partial}{\partial x_i} \langle u'_i u'_j u'_i \rangle + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial}{\partial x_j} \langle u'_i p' \rangle + \frac{\partial}{\partial x_i} \langle u'_j p' \rangle \right) \right] \\ & - \frac{1}{\rho} \left(p' \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} + p' \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \right) - \left(\langle u'_i u'_k \rangle \frac{\partial \langle \bar{u}_i \rangle}{\partial x_k} + \langle u'_j u'_k \rangle \frac{\partial \langle \bar{u}_j \rangle}{\partial x_k} \right) \\ & + \frac{1}{\rho} \left(\langle \bar{u}_j \rangle \frac{\partial \langle \bar{p}' \rangle}{\partial x_i} + \langle \bar{u}_i \rangle \frac{\partial \langle \bar{p}' \rangle}{\partial x_j} \right) - 2\nu \left\langle \frac{\partial u'_i}{\partial x_i} \frac{\partial u'_j}{\partial x_j} \right\rangle \end{aligned} \quad (3)$$

식 (3)에서 우변은 5개의 항으로 구성되어 있으며, 순서대로 난류 확산항, 압력-변형을 상관항, 전단에 의한 생성항, 후류에 의한 생성항, 소산률 항이다. 이중 2개의 생성항을 제외한 나머지 3개 항은 모형화가 필요하다. 따라서 본 연구에서는 확산항, 압력-변형을 상관항, 소산률항을 위해 각각 Mellor와 Herring(1973) 모형, Speziale 등(1991) 모형, Hanjalic과 Launder(1972) 모형을 사용하였다. 또한 자유수면에서 발생하는 난류의 감쇠효과(damping effect)를 고려해 주기 위해 Shir(1973)와 Gibson과 Launder(1978)의 혼합모형을 사용하였다. 이상과 같이 구성된 레이놀즈응력 모형은 기존의 여러 연구에서 적용되어 다양한 개수로 흐름에 대한 모형의 정확성이 입증된 바 있다(Kang과 Choi, 2006a & b, Choi와 Kang, 2004 & 2006, Choi 등, 2007).

3. 거친하상 수로

식생수로에 대한 와도 분포를 살펴보기에 앞서 하상과 측

Table 1. 거친하상 및 거친측벽의 실험조건 (Tominaga 등, 1989)

Case	AR	H (m)	roughness (m)		U _{max} (m/s)	I _e (×10 ⁻³)	Re (×10 ⁴)
			bed	sidewall			
S1	8.0	0.05	-	-	0.4631	0.937	6.37
R21	8.0	0.05	0.012	-	0.4687	3.41	5.05
R31	7.9	0.0402	-	0.012	0.458	1.25	3.65

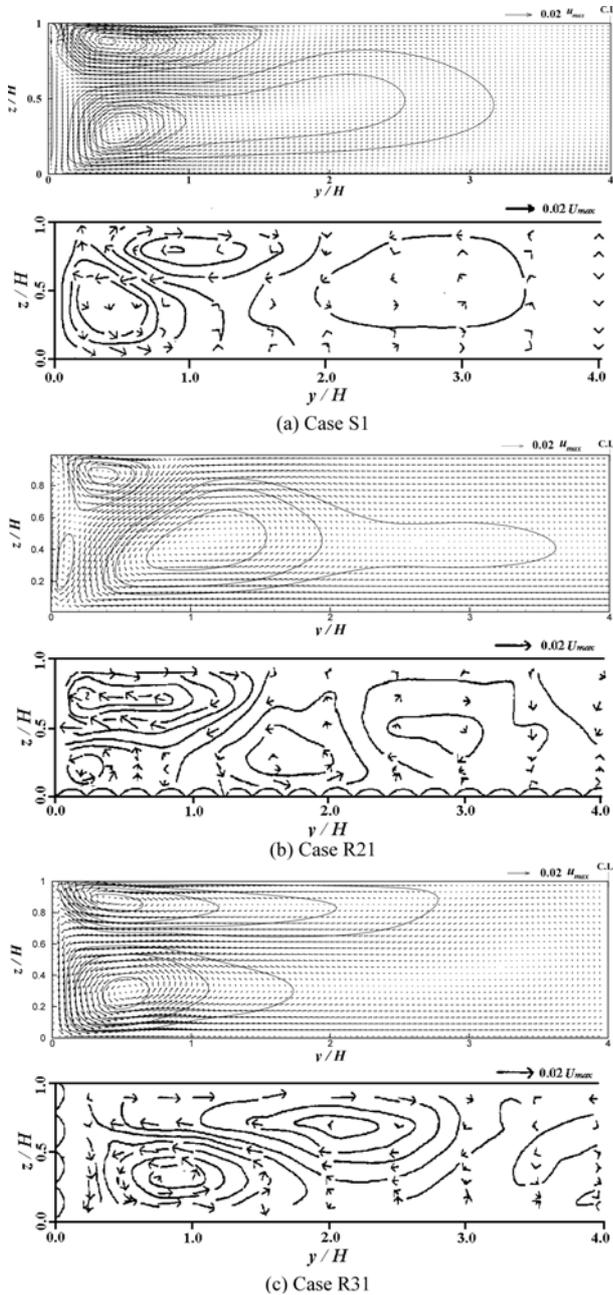


그림 1. 이차흐름 벡터도 [위: 계산 결과, 아래: 실험결과 (Tominaga 등, 1989)]

이 거친 경우에 대한 와도 구조의 변화에 대해 살펴보았다. 수치모의 조건을 위해 표 1과 같은 Tominaga 등(1989)의 실험 조건을 이용하였다. 표 1에서 S1 경우는 바닥과 측벽이 모두 매끄러운 조건이고, R21은 매끄러운 측벽-거친 바닥 조건, R31은 거친 측벽-매끄러운 바닥 조건의 경우이다. 거친 측벽 및 바닥에 대한 조도높이는 0.012 m로서 중간 자갈(medium gravel)에 해당한다. 또한 수심은 0.0402 m와

0.05 m이고, 이에 대한 폭수심 비(AR: aspect ratio)는 7.9와 8.0이다.

그림 1은 각 실험 조건 별 이차흐름 분포도를 보여준다. 먼저 그림 1(a)와 같은 측벽 및 바닥 모두 매끄러운 하상의 경우를 살펴보면, 수면 근처에서의 자유수면 이차흐름과 바닥 근처에서의 바닥 이차흐름이 형성되는 것을 볼 수 있으며, 전반적으로 실험 결과와 잘 일치하는 것을 확인할 수 있다. 반면, 매끄러운 측벽-거친 바닥 조건에 대한 결과인 그림 1(b)를 살펴보면, 자유수면 이차흐름의 횡방향 규모가 작아진 반면, 수치모의 결과의 경우 바닥 이차흐름은 그 규모가 더 커진 것으로 나타났다. 또한 바닥 및 측벽의 모서리 부근에서 새로운 이차흐름이 형성되는 것을 확인할 수 있다. 특히, 그림 1(b)의 실험 결과에서 Tominaga 등(1989)이 자신의 논문에서 언급한 바와 같이, 수치모의 결과와 달리 $y/H=3.0$ 부근에 수심 크기의 또 다른渦가 형성되는 이유는 하상 조도높이가 횡방향으로 완전히 균일하지 않기 때문이다. 구축된 동일한 모형을 이용하여 바닥 조도가 불균일한 하상에 대한 수치모의 결과인 Choi 등(2007)을 보면, 그림 1(b)와 유사하게 서로 반대 방향으로 회전하는 수심 크기의渦가 형성되는 것이 모의되었으며, 모의된渦의 구조 및 난류량 분포가 기존의 실험결과와 잘 일치하는 것을 확인하였다. 또한 거친 측벽-매끄러운 바닥 조건에 대한 결과인 그림 1(c)를 살펴보면, 자유수면 이차흐름의 길이 규모가 증가되고, 바닥 이차흐름은 감소되는 것을 볼 수 있다. 이상의 기존의 실험 결과 및 본 수치모의 결과를 통해 알 수 있는 사실은 바닥에 조도가 증가할 경우 자유수면 이차흐름의 규모는 감소되고, 바닥 이차흐름의 규모는 증가되며, 반대로 측벽이 거친 경우에는 자유수면 이차흐름은 증가되고 바닥 이차흐름은 감소되는 것을 알 수 있다. 그러나 이와 같은 하상 및 측벽의 거칠기에 따른 이차흐름의 생성 매커니즘에 대해 Tominaga 등(1989)의 연구에서는 다루어 지지 않았다. 또한, 본 논문에서 그림을 보여주지 않았지만, 바닥과 측벽 모두 거친 벽 조건인 경우, 모의된 이차흐름 분포도는 바닥-측벽 모두 매끄러운 벽 조건인 그림 1(a)와 유사한 형태를 갖는 것으로 나타났다. 이러한 결과는 Tominaga 등(1989)과 일치한다. 즉, 바닥과 측벽에서의 조도높이가 균일할 경우, 조도높이 크기에 따른 이차흐름 분포는 큰 차이를 보이지 않는다.

그림 2는 그림 1과 동일한 실험 조건에서의 주흐름방향 유속 분포도를 보여준다. 그림 2의 유속 분포도는 주흐름방향 최대 유속값으로 무차원화되었다. 먼저, 그림 2(a)를 살펴보면, 0.99의 등유속선의 범위가 수치모의에서 다소 과소 산정되었지만, 전반적인 유속 분포도는 실험 결과와 비교적 잘 일치한다. 특히, 등유속선이 바닥과 측벽의 모서리 뿐만 아

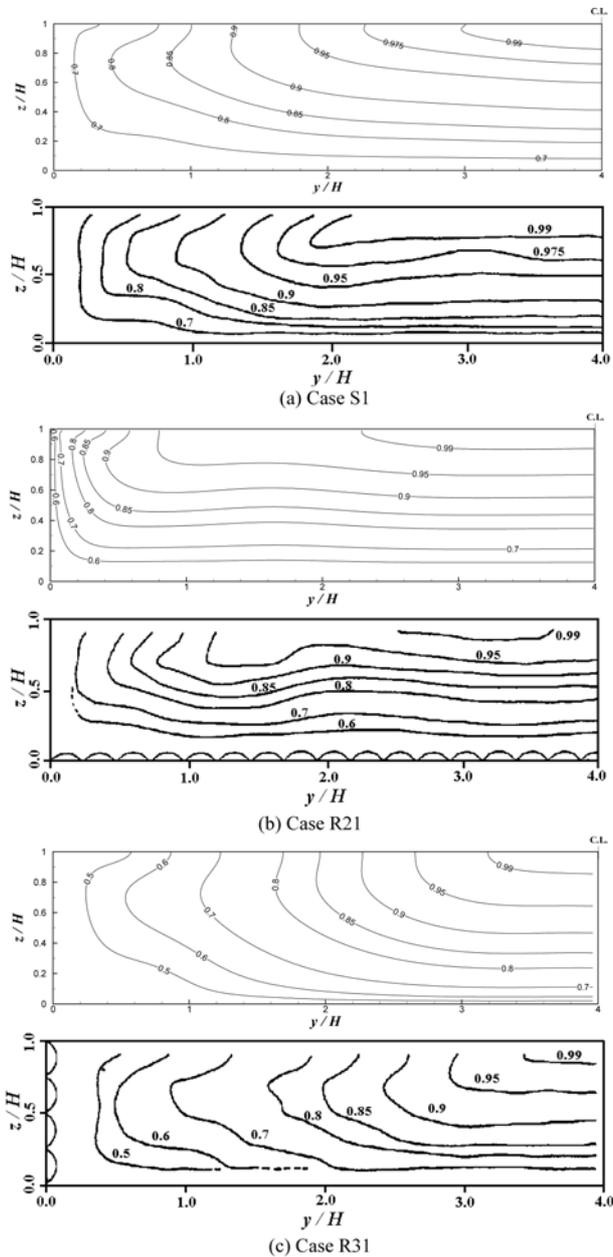


그림 2. 주흐름방향 유속 분포도 [위: 계산 결과, 아래: 실험결과 (Tomimaga 등, 1989)]

나라 측벽을 향해 부푼(bulge) 형상을 수치모의 결과가 재현하고 있음을 볼 수 있다. 이처럼 등유속선의 부푼 모양은 이차흐름에 의해 형성된다. 한편, 그림 2(b)를 살펴보면, 측벽 부근을 제외하고 등유속선이 횡방향으로 거의 수평인 것을 볼 수 있다. 즉, 측벽의 영향이 미치는 범위가 매끄러운 하상에 비해 매우 작아졌음을 볼 수 있다. 또한 그림 2(c)의 거친 측벽 조건의 결과에서는 횡방향으로의 등유속선의 변화가 더 커졌으며, 그 만큼 측벽의 영향 범위 역시 더 커진 것을 확인할 수 있다. 특히, 측벽을 향해 등유속선의 부푼 정도가 더 커진 것을 볼 수 있다.

4. 식생 수로

그림 3과 그림 4는 식생 수로에서의 이차흐름 및 주흐름 방향 유속 분포도이다. 비교를 위하여 Yang(2009)의 실험 결과를 이용하였다. Yang (2009)의 실험 조건으로는 매끄러

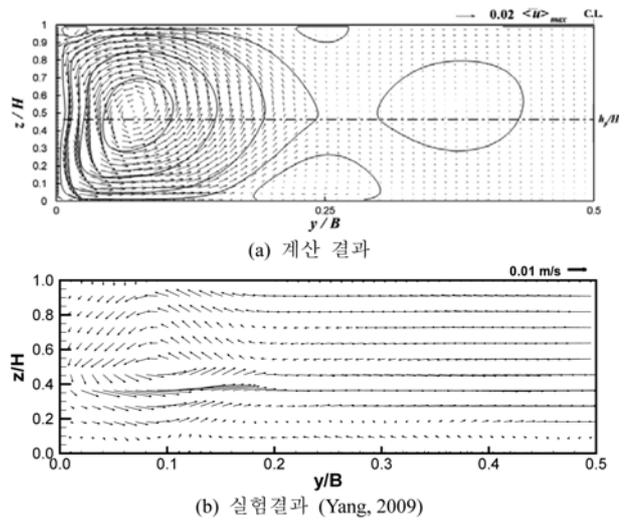


그림 3. 식생 수로에서의 이차흐름 벡터도 비교

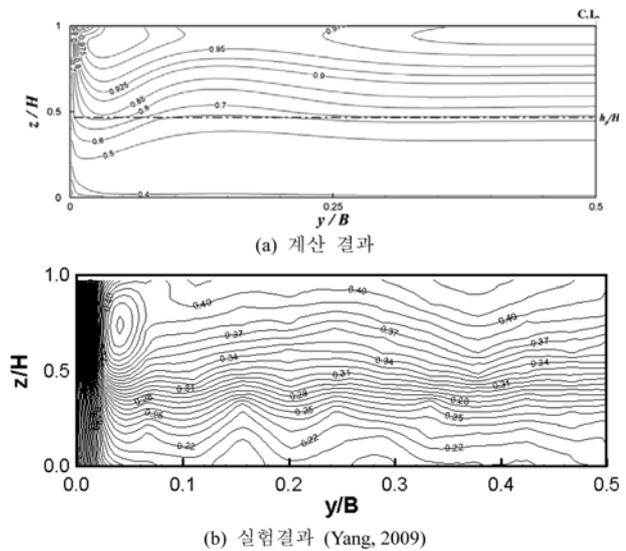


그림 4. 식생 수로에서의 주흐름방향 유속 분포도 비교

운 바닥 및 측벽을 갖는 수로에서 수심 0.075 m, 폭 0.45 m, 하상경사 0.00269, 식생밀도 2.78 m⁻¹, 식생높이 0.035 m이고, 모형 식생을 위해 원형 나무 막대를 이용하였으며, 레이저도플러유속계(LDA)를 이용하여 순간유속을 측정하였다. 그림 3(a)에서의 실선은 와도 분포도이다. 먼저 그림 3에서 이차흐름 벡터도를 살펴보면, 수치모의 결과 및 실험 결과 모두에서 수심 규모의 반시계방향 이차흐름이 형성되는 것을 확인할 수 있다. 이와 같은 이차흐름은 그 방향성을 고려해 보았을 때 바다 이차흐름에 해당한다. 특히 수치모의 결과에서 자유수면 및 측벽의 모서리 부근에 매우 작은 자유수면 이차흐름이 존재하는 것을 볼 수 있다. 이는 앞의 거친 바닥 조건 흐름과 마찬가지로 식생에 의해 증가된 바다 저항력에 의해 바다渦가 증가되고 자유수면渦는 감소된 것으로 보인다. 또한 그림 4의 유속 분포도를 보면 등유속선이 횡방향으로 거의 수평이고, 이차흐름의 영향으로 측벽 근처에서 바닥을 향해 부푼 형상을 보인다. 특히 최대 유속의 발생이 측벽 근처에서도 형성되는 것을 볼 수 있다. 이는 실험 결과와도 일치하는 현상으로서, 바닥 이차흐름에 의해 큰 운동량을 측벽 방향으로 전달 시키기 때문인 것으로 보인다.

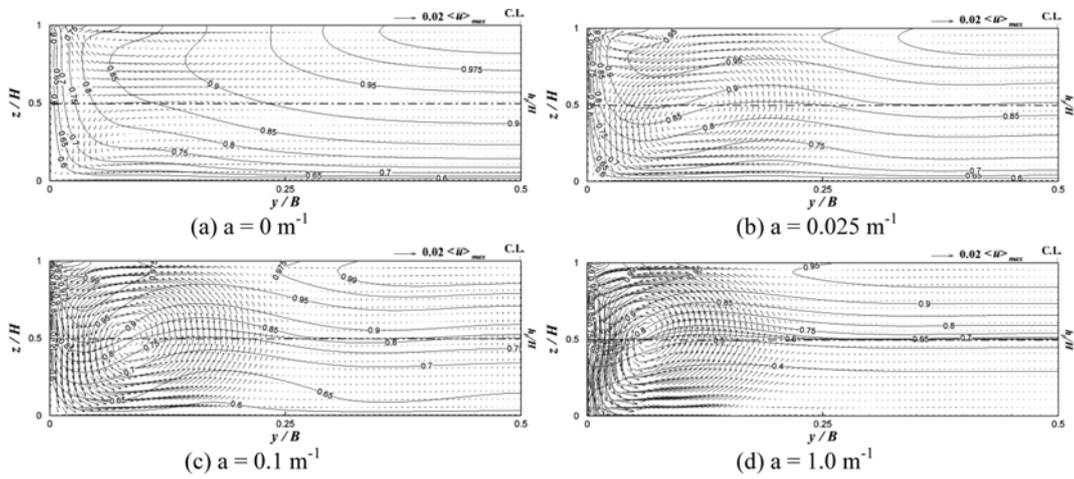


그림 5. 식생 밀도에 따른 이차흐름 벡터도와 주흐름방향 유속 분포도 변화

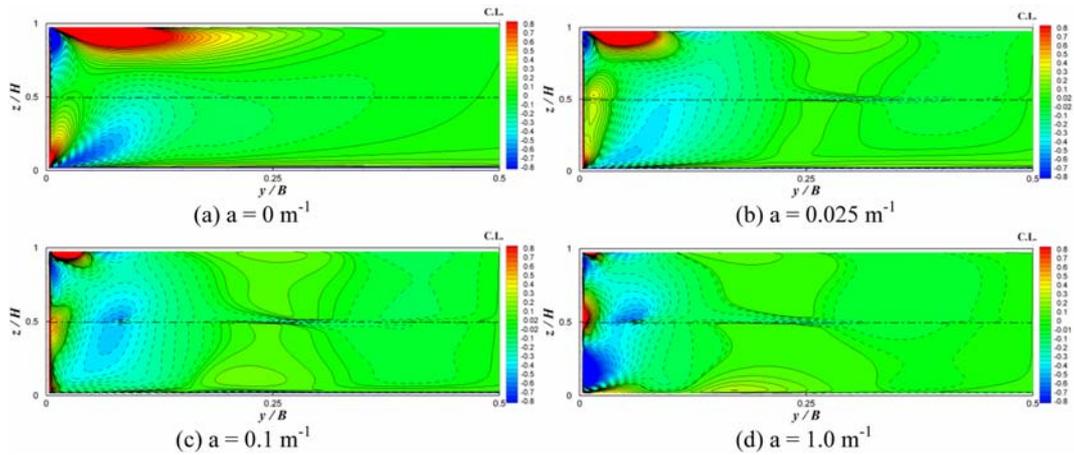


그림 6. 식생밀도에 따른 와도 분포도

이상의 식생 수로에 대한 결과로부터 식생 밀도에 따른 이차흐름 및 난류구조 변화에 대하여 살펴보았다. 사용된 수치모의 조건으로는 수심 $H=0.335$ m, 수심-폭 비 $AR=6.0$, 바닥경사 3.6×10^{-3} , 식생높이는 $0.5H$, 식생밀도는 $0, 0.025, 0.1, 1.0 \text{ m}^{-1}$ 을 사용하였다.

그림 5는 식생밀도에 따른 이차흐름 벡터도와 주흐름방향 유속 분포도를 보여준다. 그림에서 실선으로 표시된 주흐름 방향 유속은 최대 유속값으로 무차원화 되었다. 그림을 살펴보면, 식생밀도가 증가함에 따라 자유수면 이차흐름은 점차 그 규모가 작아지고, 수심 크기의 바닥 이차흐름이 측벽 부근에서 뚜렷이 형성되는 것을 확인할 수 있다. 또한 주흐름 방향 평균 유속의 등유속선을 살펴보면 점차 횡방향으로 수평의 유속선이 형성되고, 이차흐름의 진행 방향에 따라 측벽 근처에서 바닥 쪽으로, 측벽과 떨어진 곳에서는 수면 방향으로 부푼 형상을 보이고 있다.

그림 6은 와도의 분포도이다. 그림에서 양 및 실선의 값은 와도의 회전이 시계방향, 음과 점선의 값은 반시계방향 회전을 의미한다. 식생이 없는 경우에 대한 계산 결과인 그림 6(a)를 보면, 자유수면 와도와 바닥 와도에 의해 양과 음의 와도가 형성되는 것을 볼 수 있다. 또한 측벽과 바닥의 모서리 부근에서는 측벽 부근에서 양, 바닥에서 음의 와도가 생성된다. 식생밀도가 0.025 m^{-1} 인 경우, 자유수면 근처에서 양의 와도가 축소되고, 바닥 와도에 의한 음의 와도 영역이 확대되는 것을 볼 수 있다. 특히, 음의 와도 영역은 수면에 까지

영향을 미치며, $y/B=0.25$ 부근에서 양의 와도가 전수심에 걸쳐 형성되고, 수로 중앙 부에서 다시 음의 와도가 형성된다. 이는 Ghisalberti와 Nepf(2002, 2005)가 언급한 횡방향 부수로(lateral subchannel)가 형성됨을 의미한다. 또한 식생 밀도가 0.1 m^{-1} 과 1.0 m^{-1} 로 증가함에 따라 측벽 부근에서 음의 와도 영역이 점차 감소되고, 그 강도는 증가되며, 그 옆의 양의 와도 구간의 영역은 증가하는 것으로 나타났다. 그러나 측벽 부근의 와도를 제외하고는 와도의 강도는 매우 작은 것을 볼 수 있다. 또한 측벽 부근 식생 높이에서 강한 양의 와도가 형성되는 것을 볼 수 있다.

일반적으로 레이놀즈응력 $-\overline{v'w'}$ 과 난류의 비등방성은 이차흐름의 생성 원인에 중요한 역할을 한다(Nezu와 Nakagawa, 1993). 그림 7은 레이놀즈응력 $-\overline{v'w'}$ 의 분포도이다. 먼저 그림 7을 살펴보면, $a=0.0 \text{ m}^{-1}$ 인 경우 측벽과 자유수면의 모서리 부근에서 형성되는 음의 레이놀즈응력의 영역이 식생 밀도가 증가함에 따라 점차 감소되는 것을 볼 수 있다. 또한 바닥과 측벽의 모서리에서 약 45도 선을 기준으로 양과 음의 레이놀즈응력이 분포하는데, 이는 그림 6의 와도 분포와 유사하며, 식생밀도가 증가할수록 음의 레이놀즈응력의 영역이 확대되어 자유수면에 까지 이르며, 최대 음의 레이놀즈응력이 식생 높이 부근에서 발생하는 것을 볼 수 있다. 또한 식생밀도에 따른 레이놀즈응력의 최대 및 최소값이 점차 커지는 것을 확인할 수 있다. 한편, 횡방향으로 음과 양의 레이놀즈응력이 발생하는데, 이 역시 와도 분포와 유사하

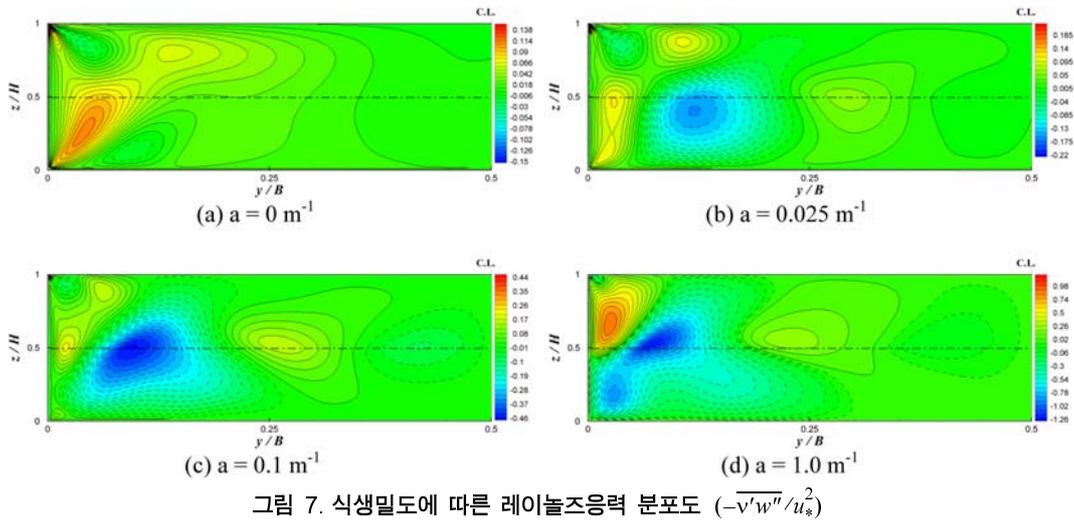


그림 7. 식생밀도에 따른 레이놀즈응력 분포도 ($-\overline{v'w''}/u_*^2$)

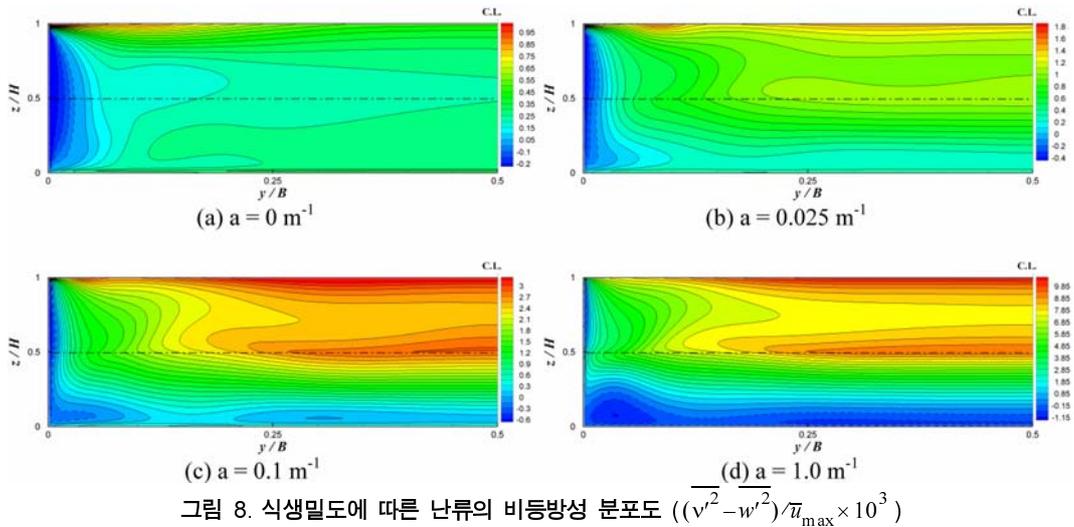


그림 8. 식생밀도에 따른 난류의 비등방성 분포도 ($((v'^2 - w'^2)/\bar{u}_{\max}^2) \times 10^3$)

다. 그림 8은 식생밀도에 따른 난류의 비등방성 분포도이다. 식생이 없는 경우, 측벽과 측벽 부근의 수면에서 비등방성이 강하게 발생하는 것을 볼 수 있다. 그러나 식생밀도가 증가함에 따라 자유수면 전 구간 및 바닥 전구간에서 비등방성이 강화되고, 반대로 측벽에서의 비등방성은 약화되는 것을 볼 수 있다. 한편 식생 높이 구간에서 비등방성의 크기가 강하게 발생되며, 식생 밀도가 증가함에 따라 비등방성의 강도가 증가되는 것을 확인할 수 있다. 또한, 점선으로 표시된 음의 비등방성 영역을 보면, 식생이 없는 경우에는 측벽 부근에서 발생되고 점차 식생 밀도가 증가함에 따라 음의 영역이 감소하면서 식생밀도가 1.0 m^{-1} 인 경우 측벽에서 음의 영역이 거의 사라지고 바닥에서 음의 영역이 형성되는 것을 볼 수 있다.

5. 와도 방정식 분석

주흐름방향 와도에 대한 방정식은 다음과 같다.

$$\bar{v} \frac{\partial \Omega}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \Omega}{\partial z} = \frac{\partial^2}{\partial y \partial z} (\overline{w'^2} + \overline{v'^2}) + \left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} - \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \overline{v'w'} + \nu \nabla^2 \Omega \quad (4)$$

여기서 Ω 는 와도이고, 좌변은 이송항, 우변의 첫 번째는 난류의 비등방성에 의한 생성항(production by anisotropy), 두 번째는 레이놀즈응력에 의한 생성항(production by Reynolds

shear stress), 세 번째항은 점성항이다.

그림 9는 식생밀도에 따른 비등방성에 의한 생성항과 레이놀즈응력에 의한 생성항 분포도를 보여준다. 먼저 식생이 없는 경우를 살펴보면 수면과 측벽의 모서리 및 측벽과 바닥의 모서리 부근에서 비등방성 및 레이놀즈에 의한 생성항이 크게 발생하는 것을 볼 수 있다. 그러나 식생 밀도가 점차 증가함에 따라 두 모서리 부근에서 생성항의 값은 매우 작아지며, 점차 식생 영역의 측벽 부근과 식생 높이 부근에서 생성항의 값이 커지는 것을 확인할 수 있다. 다시 말해서, 식생이 없는 경우에는 수면과 측벽 및 측벽과 바닥 부근의 모서리에서 와도의 생성이 강하게 발생되었으나, 식생 수로에서는 와도의 생성이 식생 높이 부근에서 주로 발생하는 것을 알 수 있다. 또한 두 생성항을 보면 그 크기는 유사하고 부호가 반대인 것을 볼 수 있다.

그림 10은 식 (4)에서 이송항의 분포도이다. 식생이 없는 경우의 이송항은 수면과 측벽 및 측벽과 바닥의 모서리 부근에서 비교적 큰 값을 나타내고, 그 이외의 영역에서는 거의 영의 작은 값을 갖는 것으로 나타났다. 또한 식생밀도가 점차 증가함에 따라 식생 영역의 측벽 부근을 제외하고 이송항의 값이 점차 작아지는 것을 확인할 수 있다. 즉, 이송항은 이차흐름의 생성에 있어 모서리 부근에서 일부 중요한 역할을 수행하나, 식생 수로에서는 이차흐름 생성에 이송항의 비중이 더 감소되는 것을 의미한다. 또한 식 (4)에서 확

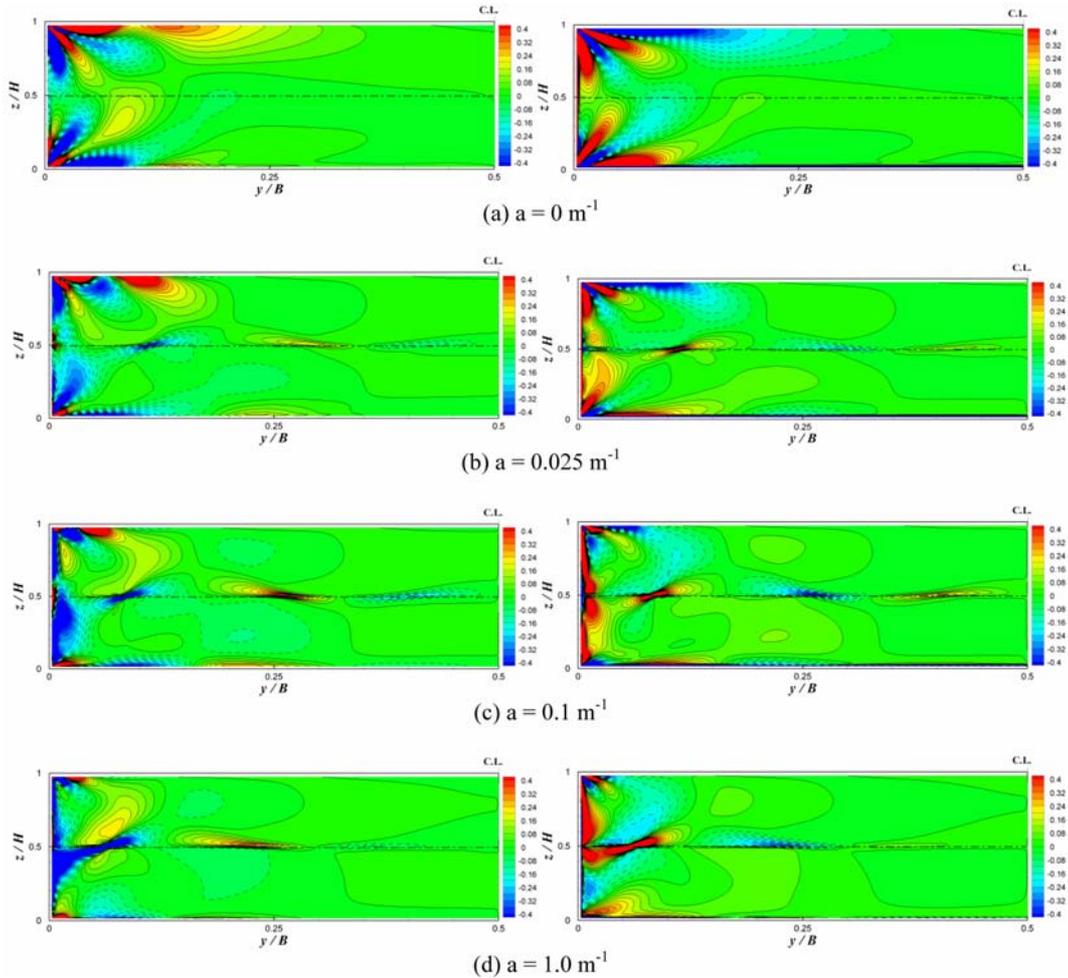


그림 9. 식생밀도에 따른 생성항 분포도 (좌: 난류 비등방성에 의한 생성항, 우: 레이놀즈응력에 의한 생성항)

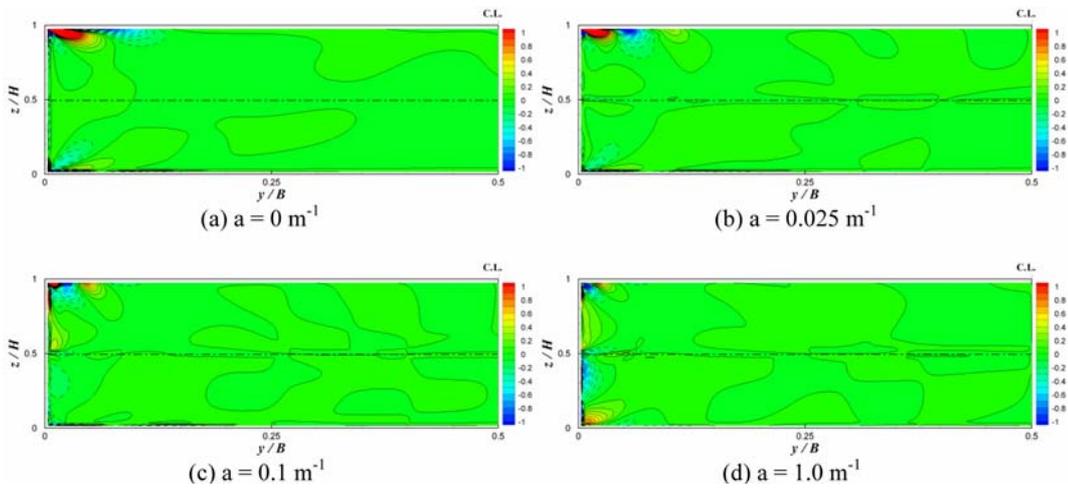


그림 10. 식생밀도에 따른 이송항 분포도

산항은 대부분의 영역에서 거의 영에 가까운 매우 작은 분포를 갖는 것으로 나타나 이차흐름의 생성에 거의 기여를 하지 못하는 것으로 확인되었으며, 본 논문에서는 소개하지 않았다.

그림 11은 식생이 없는 경우 와도 방정식의 각 항에 대한 비교 결과를 보여준다. 그림 11에서 그림 11(a)와 (b)는 바닥渦에 대한 결과이고, 그림 11(c)와 (d)는 자유수면渦에 대한 비교 결과이다. 그림을 살펴보면, 벽 및 수면과 가까운 영역에서는 난류의 비등방성에 의한 와도 생성항이 각각의

와도와 동일한 부호를 갖으며, 레이놀즈응력에 의한 생성항은 반대 부호를 갖는 것을 볼 수 있다. 즉, 벽과 자유 수면의 경계부에서는 난류의 비등방성에 의한 생성항이 와도의 강도를 증가시키며, 레이놀즈응력의 생성항은 와도를 약화시키는 역할을 한다. 또한 바다 및 수면 경계와 떨어진 영역에서는 반대로 레이놀즈응력의 생성항이 와도와 동일한 부호를 갖고 있으며, 난류 비등방성에 의한 생성항은 반대의 부호를 갖는 것을 알 수 있다.

그림 12는 식생밀도가 0.1 m⁻¹인 경우 대한 비교결과이다.

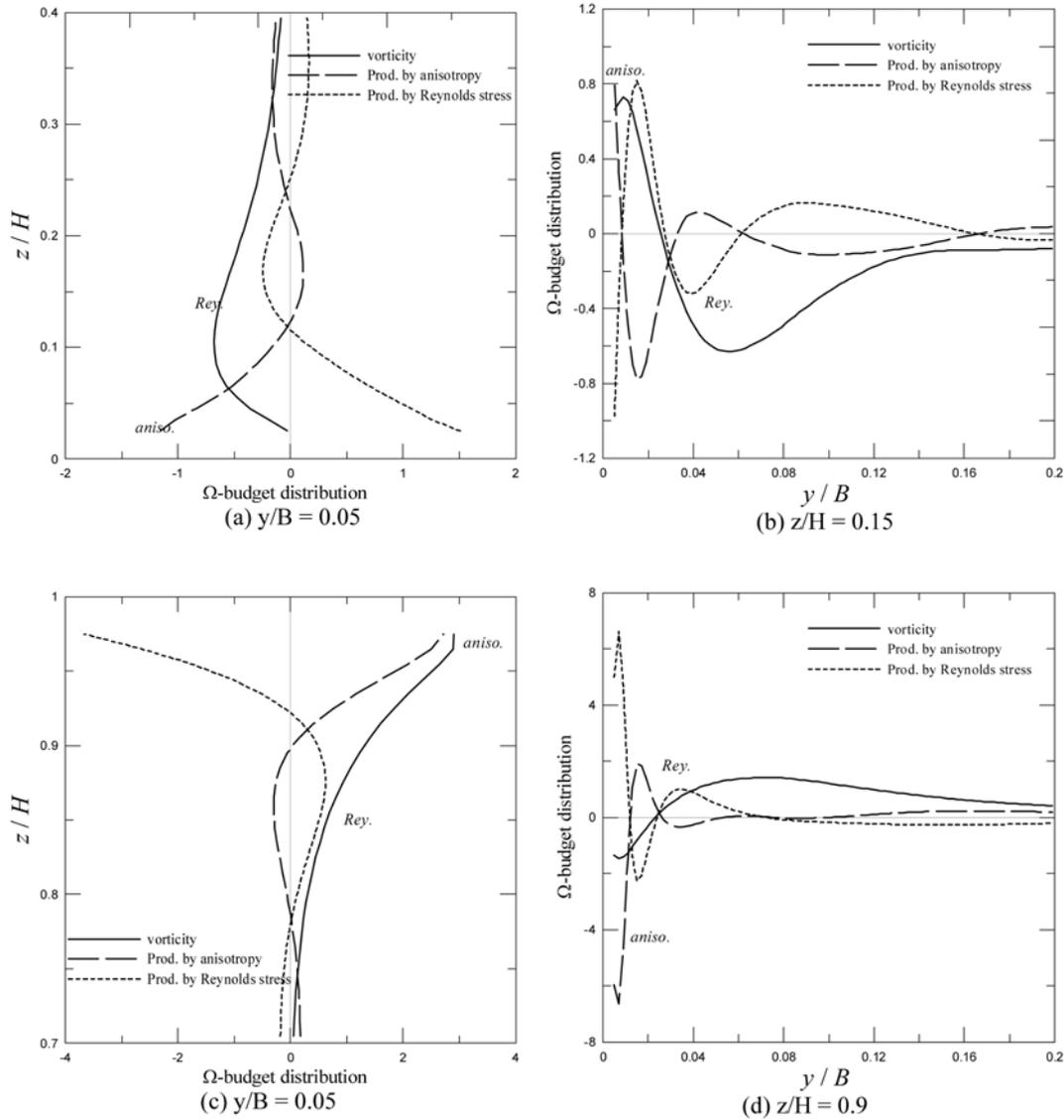


그림 11. 식생이 없는 수로에서 와도 방정식의 각 항 비교

먼저 바닥渦에 대한 결과인 그림 12(a)와 (b)를 살펴보면, $y/B=0.05$ 인 경우 바닥 근처 및 바닥과 떨어진 영역 모두에서 난류의 비등방성에 의한 생성항이 와도 생성에 중요한 역할을 하는 것을 볼 수 있으며, $z/H=0.15$ 에서는 식생이 없는 일반 수로와 달리 레이놀즈응력에 의한 생성항이 벽 근처에서 와도의 강도를 증가시키는 역할을 하는 것을 볼 수 있다. 한편, 자유수면渦에 대한 결과인 그림 12(c)와 (d)를 살펴보면, $y/B=0.05$ 의 자유수면 근처에서는 레이놀즈응력에 의한 생성항이, $z/H=0.9$ 의 측벽 근처에서는 난류의 비등방성에 의한 생성항이 와도의 부호와 동일한 것으로 나타났다. 이와 같이 식생 수로의 경우에는 비식생 수로와 달리 와도의 생성에 대한 일반성이 없는 것으로 나타났다. 즉, 식생이 없는 일반 개수로에서는 벽과 수면 경계에서는 난류의 비등방성이 중요하고, 경계부와 떨어진 곳에서는 레이놀즈응력이 중요한 역할을 수행하나, 식생 수로에서는 이와 같은 특성이 유지되지 않는다.

그림 13은 식생 높이 $z/H=0.5$ 에서 식생이 없는 경우와 식생밀도가 0.1 m^{-1} 인 경우에 대한 와도 방정식의 항을 비교한 것이다. 먼저 그림 13(a)를 살펴보면, 앞의 그림 11과 동일하게 측벽 경계 근처에서는 난류의 비등방성에 의한 생

성항이 중요하고, 측벽과 떨어진 곳에서는 레이놀즈응력에 의한 생성항이 와도의 강도를 증가시키는 역할을 한다. 한편, 식생밀도가 0.1 m^{-1} 인 경우, 벽 경계에서 난류의 비등방성에 의한 생성항이 중요하나 바로 옆의 구간에서는 레이놀즈응력에 의한 생성항이 중요한 것으로 나타났다. 또한 측벽과 떨어진 영역에서는 난류의 비등방성에 의한 생성항이 와도 생성에 기여하는 것을 볼 수 있다.

그림 14는 횡방향 거리별 난류의 비등방성 및 레이놀즈응력에 의한 생성항 분포를 비교한 것이다. 그림에서 실선은 식생이 없는 흐름에 대한 것이고, 점선은 식생밀도가 0.1 m^{-1} 에 대한 결과이다. 먼저 그림 14(a)를 살펴보면, 식생이 없는 경우의 생성항 분포는 자유수면과 바닥 근처에서 최대를 이루는 것을 볼 수 있다. 그러나 식생 수로의 경우에는 수면과 바닥 경계에서 와도 생성항의 값이 크게 감소되는 것을 확인할 수 있다. 또한 그림 14(b)-(d)를 보면, 식생 수로의 경우 수면에서 생성항의 값이 크게 감소되었으나 바닥에서는 식생이 없는 경우와 큰 차이를 보이지 않는다. 한편, 식생수로의 경우 식생 높이 부근에서 매우 큰 와도의 생성이 발생되는 것을 볼 수 있다. 따라서 식생이 없는 수로에서는 바닥과 수면에서의 난류 비등방성과 레이놀

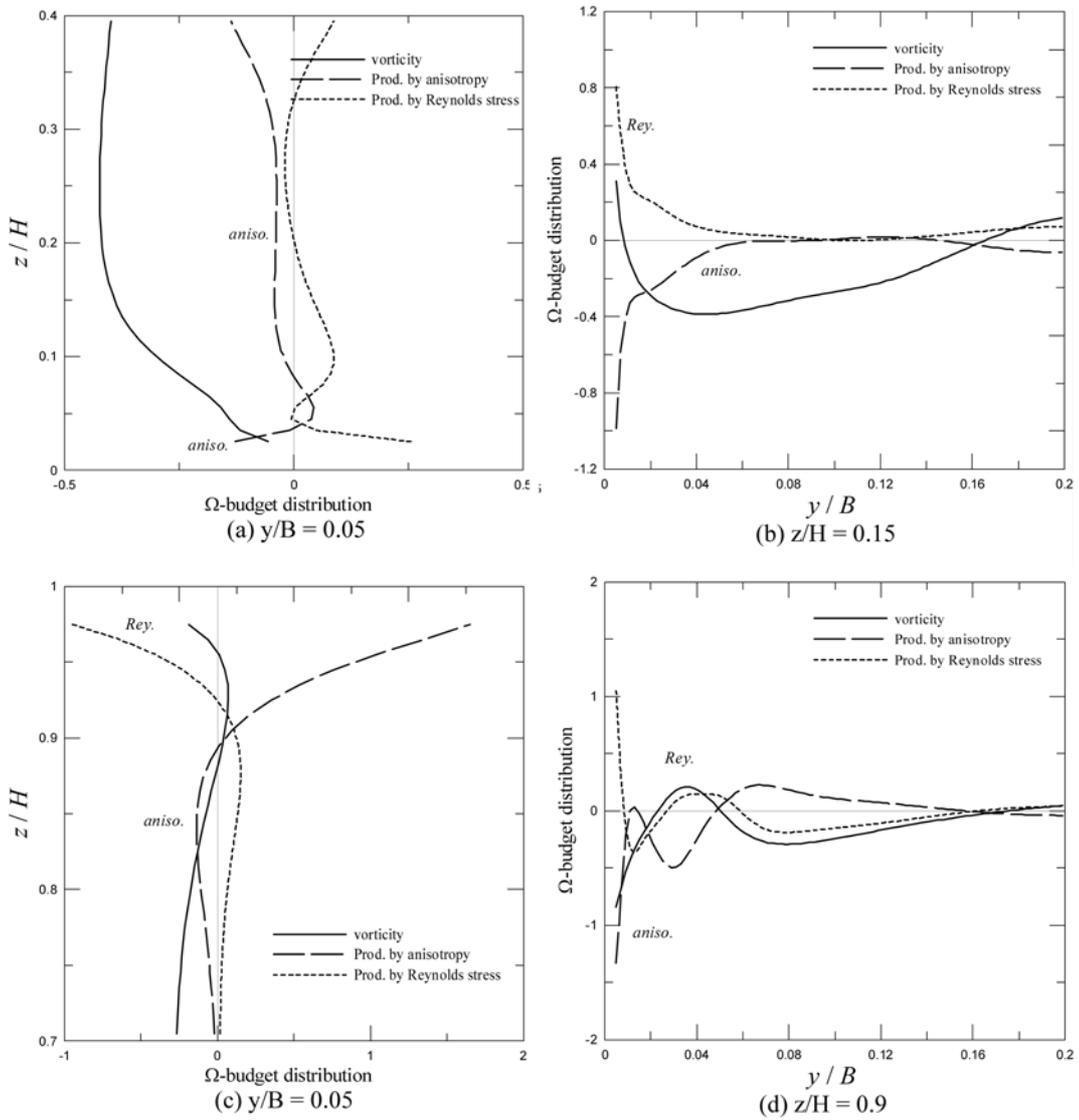


그림 12. $a=0.1 \text{ m}^{-1}$ 인 경우 와도 방정식의 각 항 비교

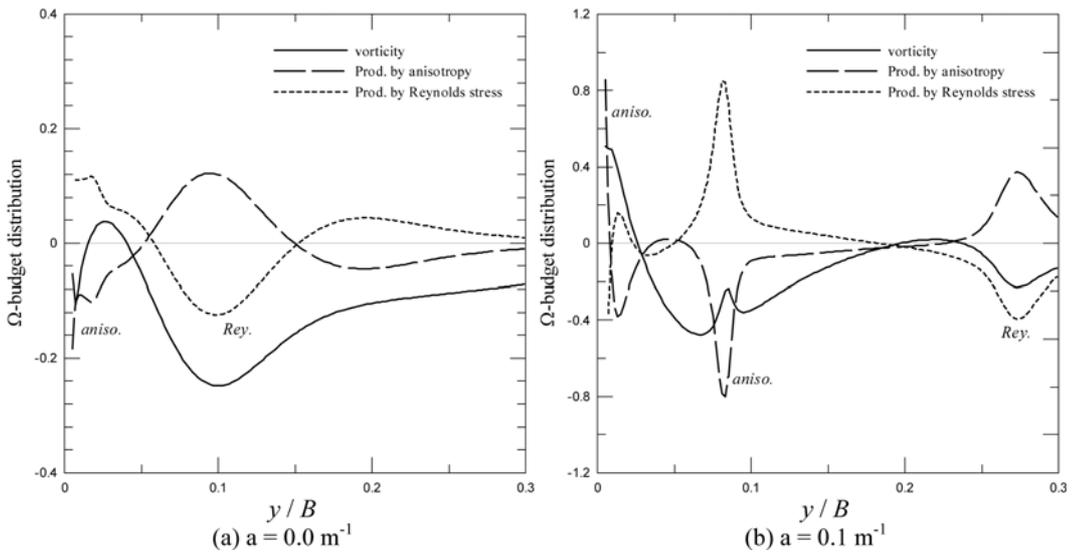


그림 13. 식생높이에서의 와도 방정식의 각 항 비교

즈용력이 전반적인 와도 형성에 큰 기여를 하지만, 식생 수로에서는 수면 근처에서의 와도 생성은 매우 작으며 바닥과 식생 높이에서 와도 생성에 중요한 역할을 수행하는 것을 알 수 있다.

6. 결 론

본 연구에서는 수치모의를 통해 식생 수로에서 발생하는 이차흐름의 생성 메커니즘에 대해 분석하였다. 이를 위해 레

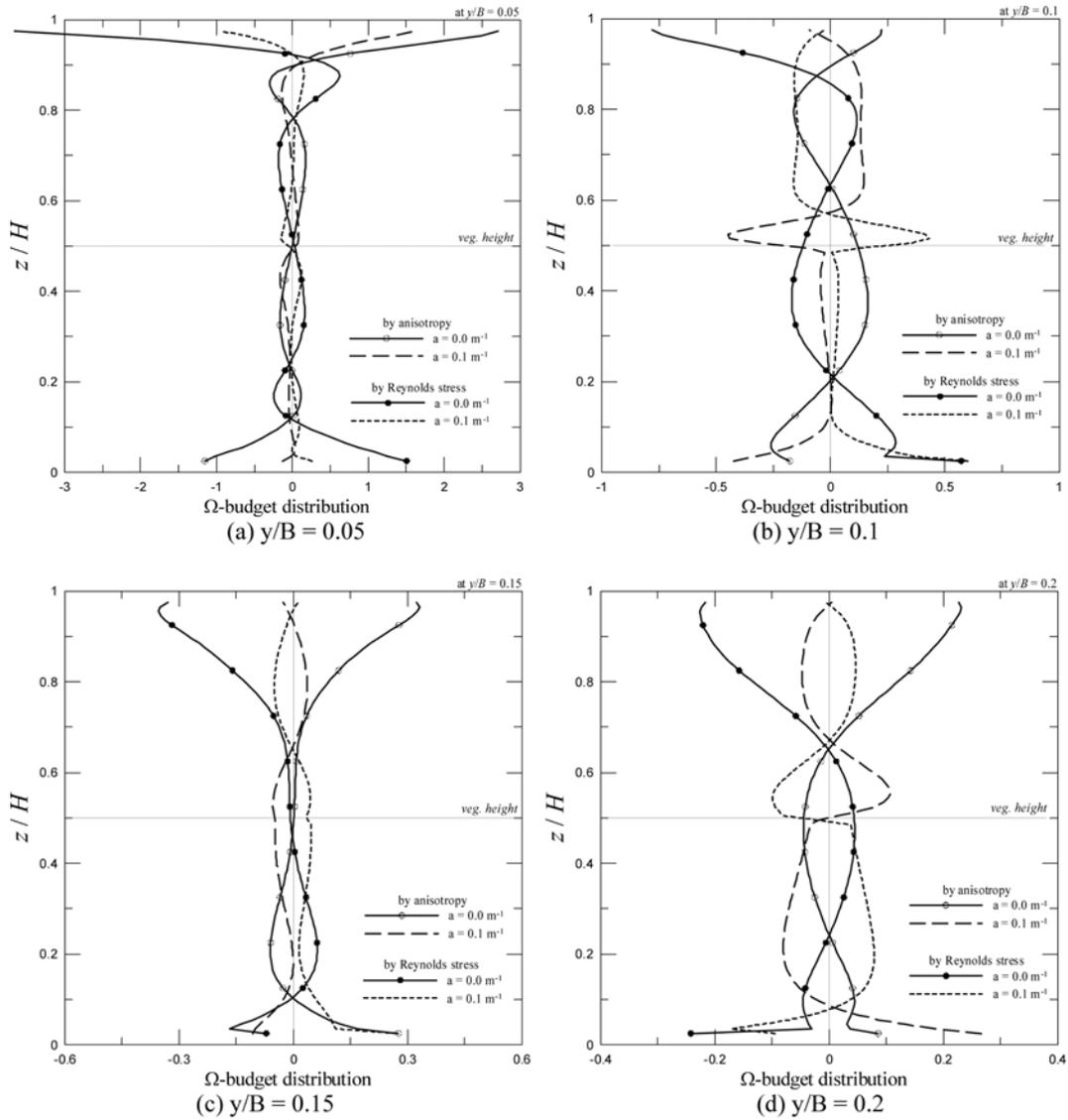


그림 14. 위치별 난류 비등방성 및 레이놀즈응력에 의한 생성항 비교

이른즈응력 모형을 이용하였으며, 바닥과 측벽이 거친 하상과 전단면에 걸쳐 식생이 식재된 흐름을 수치모의 하였다. 또한 와도 방정식의 각 항을 분석하여 와도 생성항이 미치는 영향에 대해 분석하였다.

1. 거친 바닥-매끄러운 측벽 및 매끄러운 바닥-거친 측벽을 갖는 직사각형 개수로 흐름을 수치모의 한 결과, 거친 바닥을 갖는 흐름에서는 자유수면 이차흐름의 규모가 감소되고 거친 측벽을 갖는 흐름에서는 증가되는 것으로 나타났다. 또한 거친 바닥을 갖는 흐름에서 발생하는 바닥 이차흐름의 규모는 거의 수심과 동일하게 발생되었다. 전단면 식생 수로의 경우, 거친 바닥-매끄러운 하상을 갖는 흐름과 같이 수심 크기의 바닥 이차흐름이 형성되는 것으로 나타났다. 또한 식생밀도가 증가함에 따라 점차 자유수면 이차흐름의 규모가 작아져, 식생밀도가 1.0 m^{-1} 인 경우 거의 사라지는 것으로 확인되었다.
2. 와도 방정식의 각 항을 분석한 결과, 식생이 없는 흐름의 경우 벽 및 수면 경계 근처에서는 난류 비등방성에 의한 생성항이, 경계와 떨어진 영역에서는 레이놀즈응력에 의한 생성항이 이차흐름 생성에 중요한 역할을 수행하는 것으로 나타났다. 그러나 식생 수로에서는 이러한 경향을 보이지 않는 것으로 확인되었다.

3. 식생이 없는 수로에서 와도의 생성이 가장 크게 발생하는 구간은 측벽-수면 및 측벽-바닥 모서리 부근이었으나, 식생 수로에서는 이 영역에서의 와도 생성이 감소되고, 측벽 및 식생 높이 부근에서 와도의 생성이 크게 발생하는 것으로 나타났다. 또한 측벽과 떨어진 횡방향 거리별 와도의 생성항을 비교한 결과, 식생이 없는 수로에서는 주로 수면 및 바닥에서 난류의 비등방성과 레이놀즈응력에 의해 와도가 생성되지만, 식생 수로에서는 주로 식생 높이 부근과 바닥 근처에서 와도의 생성항이 크게 발생하는 것으로 확인되었다.

감사의 글

본 연구는 국토해양부 및 한국건설교통기술평가원 건설핵심기술연구개발사업(06건설핵심 B01)의 '자연과 함께하는 하천복원기술 개발(Ecoriver 21)'의 연구 지원에 의해 수행되었으며, 지원에 감사드립니다.

참고문헌

Choi, S.-U. and Kang, H. (2004) Reynolds stress modeling of veg-

- etated open-channel flows. *Journal of Hydraulic Research*, IAHR, Vol. 42, No. 1, pp. 3-11.
- Choi, S.-U. and Kang, H. (2006) Numerical investigations of mean flow and turbulence structures of partly vegetated open channel flows using the Reynolds stress model. *Journal of Hydraulic Research*, IAHR, Vol. 44, No. 2, pp. 203-217.
- Choi, Sung-Uk, Park, Moonhyeong, and Kang, Hyeongsik (2007) Numerical simulations of cellular secondary currents and suspended sediment transport in open-channel flows over smooth-rough bed strips. *Journal of Hydraulic Research*, IAHR, Vol. 45, No. 6, pp. 829-840.
- Demuran, A.O. and Rodi, W. (1984) Calculation of turbulence driven secondary motion on non circular ducts. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 140, pp. 189-222.
- Dunn, C.J. (1996) Experimental determination of drag coefficients in open-channel with simulated vegetation. M.S. Thesis, University of Illinois at Urbana-Champaign, Urbana, IL.
- Gessner, B.F. and Jones, J.B. (1965) On some aspects of fully developed turbulent flow in rectangular channels. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 23, pp. 689.
- Ghisalberti, M. and Nepf, H.M. (2002) Mixing layers and coherent structures in vegetated aquatic flows. *Journal of Geophysical Research*, AGU, Vol. 107(C2), pp. 3-1-3-11.
- Ghisalberti, M. and Nepf, H.M. (2005) Mass transport in vegetated shear flows. *Environmental Fluid Mechanics*, Vol. 5, pp. 527-551.
- Gibson, M.M. and Launder, B.E. (1978) Ground effects on pressure fluctuations in the atmospheric boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 86, pp. 491-511.
- Hanjalic, K. and Launder, B.E. (1972) A Reynolds stress model of turbulence and its application to thin shear flows. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 52, pp. 609-638.
- Huser, A. and Biringen, S. (1993) Direct numerical simulation of turbulent flow in a square duct. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 257, pp. 65-95.
- Kang, H. (2005) Reynolds stress modeling of vegetated open-channel flows. Ph.D. Thesis, Yonsei University, Korea.
- Kang, H. and Choi, S.-U. (2006a) Reynolds stress modeling of rectangular open channel flows. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, Vol. 51, No. 11, pp. 1319-1334.
- Kang, H. and Choi, S.-U. (2006b) Turbulence modeling of compound open-channel flows with and without vegetated floodplains using the Reynolds stress model. *Advances in Water Resources*, Vol. 29, No. 11, pp. 1650-1664.
- Kang, H. and Choi, S.-U. (2009) Turbulent modeling of solute transport in open-channel flows over submerged vegetation. IAHR-APD Congress, Nanjing, China.
- Lopez, F. and Garcia, M. (2001) Mean flow and turbulence structure of open-channel flow through non-emergent vegetation. *Journal of Hydraulic Engineering*, ASCE, Vol. 127, No. 5, pp. 392-402.
- Mellor, G.L. and Herring, H.J. (1973) A survey of mean turbulent field closure. *AIAA Journal*, Vol. 11, pp. 590-599.
- Nezu, I. and Nakagawa, H. (1993) *Turbulence in open-channel flows*. Monograph, Balkema, Rotterdam, The Netherland.
- Nezu, I. and Nakagawa, H. (1984) Cellular secondary currents in straight conduit. *Journal of Hydraulic Engineering*, ASCE, Vol. 110, No. 2, pp. 173-193.
- Ohmoto, T. and Hayashi, S. (2003) Study of generation mechanism of secondary currents in open-channel flow by direct numerical simulation. *Journal of Hydroscience and Hydraulic Engineering*, Vol. 21, No. 1, pp. 11-21.
- Raupach, M.R. and Shaw, R.H. (1982) Averaging procedures for flow within vegetation canopies. *Boundary Layer Meteorology*, Vol. 44, No. 1, pp. 1-25.
- Shir, C.C. (1973) A preliminary numerical study of atmospheric turbulent flow in the idealized planetary boundary layer. *Journal of Atmospheric Science*, Vol. 30, pp. 1327-1339.
- Speziale, C.G., Sarkar, S., and Gatski, T. (1991) Modeling the pressure strain correlation of turbulence: an invariant dynamical systems approach. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 227, pp. 245-272.
- Tominaga, A., Ezaki, K., and Nakagawa, H. (1989) Three dimensional turbulent structure in straight open-channel flows. *Journal of Hydraulic Research*, IAHR, Vol. 27, No. 1, pp. 149-173.
- Yang, W. (2009) Experimental study of turbulent open-channel flows with submerged vegetation, Ph.D. Thesis, Yonsei University, Korea.

(접수일: 2009.11.12/심사일: 2009.12.23/심사완료일: 2010.1.13)