

# 쇄파가 연직 확산계수에 미치는 영향

## Increase of vertical diffusion coefficient due to wave breaking

김 효 섭\* / 김 창 환\*\* / 강 인 철\*\*

### 1. 서 론

1DV 수치모형을 이용하여 쇄파의 연직 확산계수에 대한 쇄파의 영향을 검토하였다. 1차원 난류 마감과 함께 쇄파로부터 발생되어진 난류 운동에너지는 수면에서 공급되고 전체 수주에까지 확산된다. 쇄파로 인한 난류에너지가 수주내에서 확산되는 동안 연직 확산계수 또한 난류 운동에너지의 변화로 인하여 본 모델은 비쇄파 파랑시의 한가지 경우, 쇄파 파랑시의 다섯가지 경우에 대하여 적용하였다. 와동점성계수 즉 연직확산계수는 와동점성계수와 혼합길이, 그리고 난류운동에너지 사이의 단순한 관계에서 얻어졌다. 수평속도 분포도, 난류 운동에너지 분포도, 확산계수 분포도로부터 얻어진 결과모델은 Deigaard et al.의 실험결과와 비교하여 적절한 일치를 보였다. 확산계수는 CASE 1에서의 쇄파에 의한 파경계층의 중간부분에서 CASE 1-1보다 약 400배 높아졌다.

### 2. 수 치 모 형

현재의 수치모형은 주 흐름 모형과 난류 이동 모형, 두 부분으로 구성되어 있다. 두 모형은 모든 시간 단위에서 서로 연결되어 있고 상호작용 한다. 흐름 모형은 두 수평방향에서 두 개의 Reynolds 운동방정식을 사용하였다. (Rodi [4]):

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial(u^2)}{\partial x} + \frac{\partial(uv)}{\partial y} + \frac{\partial(uw)}{\partial z} + fv = \\ - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left( A_H \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( A_H \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( A_V \frac{\partial u}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (1)$$

---

\* 국민대학교 공과대학 건설시스템공학부 부교수

\*\* 국민대학교 대학원 토목환경공학과 석사과정

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial(uv)}{\partial x} + \frac{\partial(v^2)}{\partial y} + \frac{\partial(vw)}{\partial z} - fu = \\ -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left( A_H \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( A_H \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( A_V \frac{\partial v}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (2)$$

여기서,  $u$ ,  $v$ ,  $w$ 는 각각  $x$ ,  $y$ ,  $z$  방향으로의 속도성분이고,  $f$ 는 Coriolis 매개변수,  $p$ 는 압력,  $A_H$ 는 수평 운동 교환계수,  $A_V$ 는 연직 운동 교환계수,  $g$ 는 중력가속도,  $\rho$ 는 밀도이다. 모델은 연속방정식을 풀 필요 없이 두 개의 방정식으로부터 두 변수를 구한다. 연직방향으로의 압력변수는 본 모델에서 중요하지 않다. Rodi의 방정식 (1), (2)를 다음 형태로 단순화시켰다. (O'Connor et al., [1]):

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z}; \quad \frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} \quad (3)$$

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \rho \frac{\partial u_{\infty, x}}{\partial t}; \quad \frac{\partial p}{\partial y} = \rho \frac{\partial u_{\infty, y}}{\partial t} \quad (4)$$

$$\tau_{xz} = \rho V_t \frac{\partial u}{\partial z}; \quad \tau_{yz} = \rho V_t \frac{\partial v}{\partial z}; \quad V_t = l^2 \frac{\partial V}{\partial z}; \quad V = \sqrt{(u^2 + v^2)} \quad (5)$$

여기서,  $u$ ,  $v$ 는 각각 수평 ( $x$ )와 측면 ( $y$ ) 좌표 방향에서 cartesian 속도성분이다;  $x$ ,  $y$ 는 각각 수평과 측면 좌표 방향;  $z$ 는 연직 좌표;  $g$ 는 중력가속도;  $-\frac{\partial H}{\partial x}$ 는 평균수면경사,  $l$ 은 혼합거리(=  $xz$ ), 그리고  $u_{\infty, x}$ ,  $u_{\infty, y}$ 는 각각 파랑 경계층의 윗부분에서  $u$ ,  $v$ 성분이다.

난류는 1차 마감에 의해 만들어졌다. 난류 운동에너지  $k$ 는 이송-확산 방정식에 의해 이송, 확산되었다:

$$\frac{\partial k}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left( -\frac{\epsilon}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial z} \right) + \frac{PROD}{\rho} - C_1 \frac{k^{3/2}}{l} \quad (6)$$

Launder와 Spalding [5] 에 의하면 Prandtl number  $\sigma_k$  와 소산계수  $C_1$  은  $\sigma_k = 1$ ,  $C_1 = 0.08$  일 때 얻어진다. 1차 난류모델 내에서 난류의 거리 축척은 다음과 같이 주어진다.:

$$l = \sqrt[4]{C_1 xz} \quad (7)$$

$x$ 는 von Karman의 상수( $x=0.4$ )이다. 하상에 근접한 경우,  $l$ 은 경계층 모델에서 흔히 사용되는

변수인데, 하상으로부터 거리가 멀어지면 상수 값이 된다. 운동량 확산계수와 와동점성계수  $\epsilon$ 는 난류 운동에너지와 길이 척도에 의해 결정된다.:

$$\epsilon = N\sqrt{k} \quad (8)$$

$$PROD = \tau \frac{\partial V}{\partial z} \quad (9)$$

이  $PROD$  부분은 파랑경계층에서 가장 중요한 역할을 한다.

붕파(spilling breaker)는 Deigaard et al.(1991) [2]과 유사하게, 수면 주변에 추가적인 난류 운동에너지의 증가에 의한 난류 모델을 통해 계산되었다. 이것은 다음과 같다.:

$$k(z_0, t) = \frac{1}{\sqrt{C_1}} \epsilon \left| \frac{\partial V}{\partial z} \right| \quad (10)$$

쇄파에 대한 현재이론은 정밀도 관점에서 쇄파현상들을 만족스럽게 설명하지 못한다. 쇄파형태에 관한 만족스런 분류기준조차도 아직까지 얻지 못하였다. 쇄파 기준은 한 점에 대한 정보만으로 결정되지 않는다. 이 논문에서는 단지 등류에 대한 붕파(spilling breaker)만을 다루었다.

### 3. 모형 결과

이 모형은 다섯가지의 전형적인 파랑흐름 조건이 적용되었고, CASE 1-1은 CASE 1 경우의 비쇄파 조건이다. 각 CASE는 파랑 경계층 흐름작용을 설명하고, Deigaard et al.의 실험결과와 비교하기 위해 채택되었다.

표 1. Model run cases.

	CASE 1	CASE 1-1	CASE 2	CASE 3	CASE 4	CASE 5
Depth (m)	1.0	1.0	0.0875	0.2125	0.071	0.04
Wave period (sec)	5.53	5.53	1.79	3	2	2
Wave height (m)	0.5	0.5	0.1312	0.1487	0.05	0.028
Current Speed (m/s)	0	0	0	0	0	0
Wave/current angle	0	0	0	0	0	0
Bed roughness (m)	0.0009	0.0009	0.0003	0.0003	0.00003	0.00003
Breaking	Yes	No	Yes	Yes	Yes	Yes

그림 1과 그림 2는 CASE 1과 CASE 1-1을 난류 운동에너지 분포와 와동점성계수 분포를 비교한 것이다. 그림 1에서는 비쇄파 조건(CASE 1-1)에서 계산된 난류 운동에너지의 분포는 쇄파 조건(CASE 1)일 때보다 상당히 작은 수치를 보였고, 그림 2에서는 쇄파 조건에서 계산된 와동점성계수의 분포가 비쇄파 조건일 때보다 상당히 큰 수치를 보였다.

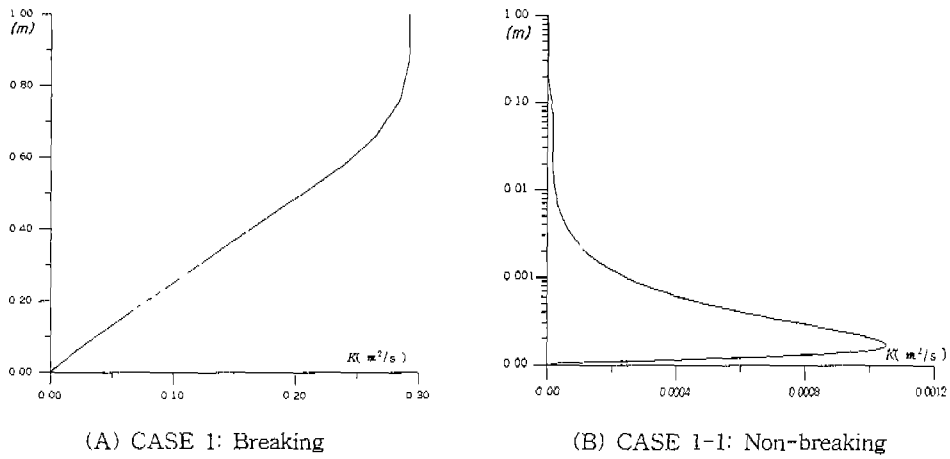


그림 1. Computed time-averaged turbulent kinetic energy distribution.

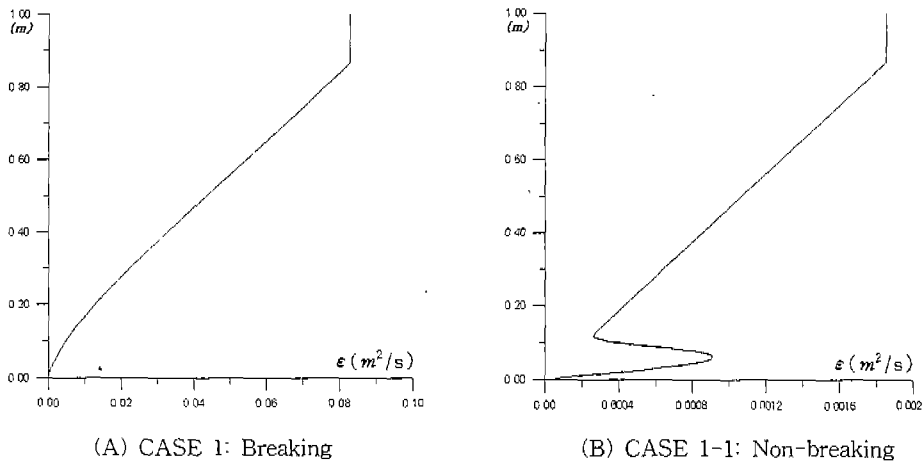


그림 2. Computed eddy viscosity distribution.

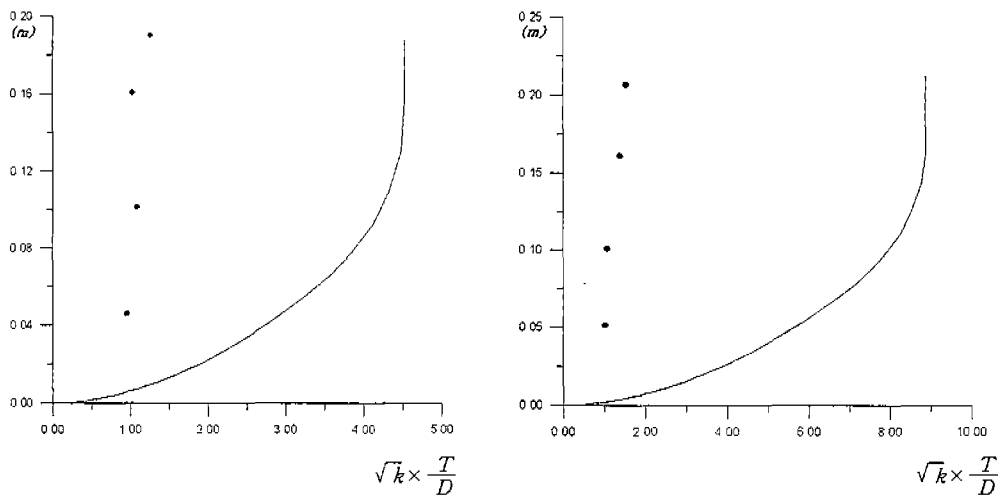
표 2에서는 CASE 1과 CASE 1-1에서 와동점성계수 분포의 계산을 중간 수심에서 비교하였다.

표 2. Computed enhancement eddy viscosity due to breaking.

	CASE 1	CASE 1-1
Eddy viscosity (m/s) ( height=0.5m )	0.437654E-01	0.107215E-03
Eddy viscosity (m/s) ( height=0.05m )	0.220336E-02	0.906822E-04

쇄파(CASE 1)와 비쇄파(CASE 1-1)의 와동점성계수 분포의 계산은 표 2에서와 같이 쇄파의 경우가 비쇄파의 경우보다 400배 증가하였음을 보여준다. 이것은 쇄파가 와동점성계수 상승에 중요한 원인이라는 것을 증명한다.

수심에 따라 계산된 난류 운동에너지 분포는 그림 3에서 보다시피 Stive [6]에 의해 측정된 값보다 상당히 컸다. 그러나 미속한 측정으로부터 난류를 구분해 내는 어려움을 고려한다면 본 모형의 실험은 상당히 의미 있다고 볼 수 있다.



(A) CASE 2: D=0.1875m, T=1.79s

(B) CASE 3: D=0.2125m, T=3s

그림 3. Computed vertical distribution of time-averaged turbulent kinetic energy.

그림 4에 나타난 와동점성계수의 분포를 Deigaard et al. (1991) [2]의 실험결과와 비교하였을 때 상당히 만족스러운 일치율을 보였다.

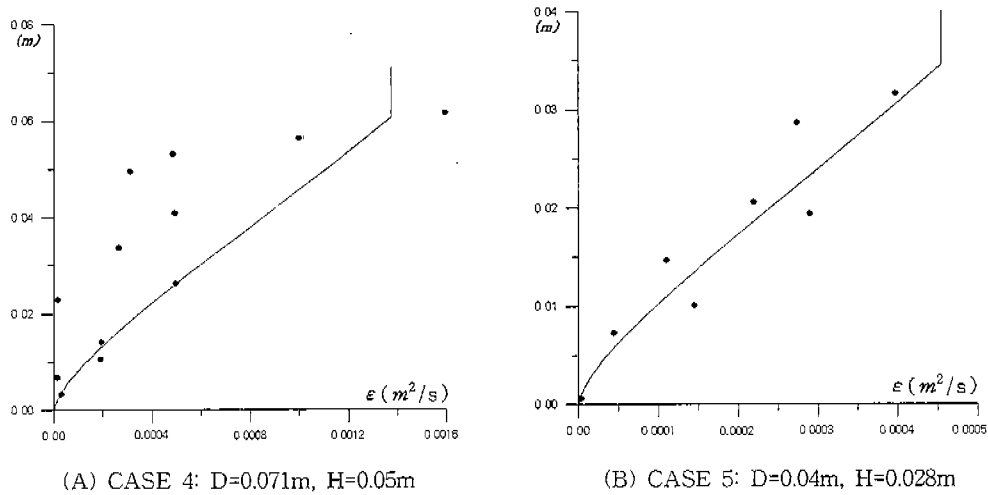


그림 4. Computed eddy viscosity distribution.

본 모형은 전형적인 파랑조건에서 타당한 흐름형태를 재현하였고, 와동점성계수의 분포에서 쇄파의 영향을 설명하기 위해 다른 파랑조건에도 적용되었다. 난류 운동에너지와 와동점성계수 분포의 계산값은 Deigaard et al.의 실험결과와 타당하게 일치하였다. 모형 결과는 쇄파일 때, 상승된 난류 운동에너지가 수주 내에서 동점성계수를 두드러지게 증가시킨다는 것을 보여준다.

#### Reference

- [1] O'Connor, B.A., Williams, J.J., Oebius, H.U. and Sarmento A., 1992. Circulation and sediment Transport on Sand Banks in European shelf Seas. Final Report to DGXII, EC MAST Programme. Dept of Civil Engineering, University of Liverpool.
- [2] Deigaard, R., Justesen, P., and Fredson, J., 1991. Modelling of undertow by a one-equation turbulence model. Coastal Engineering., 15: 431-458.
- [3] Van Rijn, R.L.C., 1993. Principles of sediment transport in river, estuaries, and coastal seas. Aqua Publication, Netherland.
- [4] Rodi, W. 1984. Turbulence models and their application in hydraulics - a state of the art review, University of Karlsruhe, Karlsruhe, Germany.
- [5] Larnder, B.e. and Spalding, D.B., 1972, Mathematical Models of Turbulence. Academic Press, London, 170 pp.
- [6] Stive, M.J.F., 1980. Velocity and pressure field of spilling breakers. Proc. 17th Coastal Engineering Conference, pp 547-566.