

## 쇄파대역에서의 스펙트럼 파랑 모형 Spectral wave model over surf zone

조용준\*, 유하상\*\*, 임채국\*\*\*

### 서론

최근에 진행된 전산환경의 급속한 발전은 파랑의 비선형적 거동의 수치적 모의를 부분적으로 가능하게 만들었다. 이러한 비선형적 거동이 가장 극명하게 드러나는 예로는 천수역에서의 유사 이송과 밀접하게 연관된 파랑의 왜곡, 고차 조화 성분의 생성으로 인한 파랑 스펙트럼의 변화, 쇄파현상과 순차적으로 발생하는 연안 유동 등을 들 수 있다. 아직 이러한 비선형 모형은 상용화되지는 못하였으나 쇄파로 인한 에너지 소산구조와 공진성 상호작용으로 인한 고차 조화 성분의 생성 등이 보완되는 경우 상용화 될 수 있을 것으로 보여진다.

먼바다에서 발달한 파랑이 연안역으로 접근하면서 파속의 파수에 대한 증속은 점차 미약해지면서 성분파랑간의 상호작용은 파랑의 전체적인 성격을 결정하는 중요한 기작으로 떠오르게 된다. 이러한 약 비선형성, 약분산성의 파랑은 Boussinesq 계열의 방정식으로 비교적 정확히 기술될 수 있다. 이 방정식에 기초하여 파랑을 해석하는 경우 파수에 비해 상당히 넓은 계산영역을 취급하게 되므로 효과적인 수치기법의 선택은 필수적이다. Boussinesq 방정식은 시간분할기법을 활용하여 상당한 정도로 해석할 수 있으나 이러한 해석기법은 계방경계를 포함하기 마련인 대부분의 연안수리문제의 시공상의 규모를 감안하면 상당히 시간 소모적이며 비효율적인 것으로 보여진다. 이러한 비효율성을 해결하고자 무작위 파열을 Fourier 성분파로 분해하여 각 성분파의 공간상 진화과정을 해석하려는 시도가 Freilich 와 Guza (1984), Vengayil 과 Kirby (1986) 등에 의해 이루어져 무작위 파열을 구성하는 각 성분파의 진화과정을 기술하는 스펙트럼 파랑모형이 제시된 바 있다.

Liu 등 (1985)은 포물형 근사를 사용하여 파랑의 진행방향과 직각방향으로의 수심변화를 설명할 수 없는 Freilich 와 Guza (1984), Vengayil 과 Kirby (1986) 의 일차원 스펙트럼 파랑모형을 이차원으로 확장한 바 있다. 이후 Kirby는 포물형 근사에 따른 접근각도에 대한 제약을 극복하고자 연안 방향으로도 Fourier 분해를 전개하여 스펙트럼 파랑모형을 이차원으로 확장한 바 있다.

천수의 최종단계에서 비선형성이 현저해지면서 중국에는 쇄파현상이 발생하게 되며 이러한 쇄파 현상을 스펙트럼 모형에 모의하는 일은 어려운 과제로 인식되어왔다. 이러한 어려움은 시간 영역에서 극히 단발적으로 발생하는 사상을 주파수 영역에서 기술하고자 하는 경우 많은 조화 성분이 필요하나 실제적으로는 제약이 따른다는 사실에 기인된다. 쇄파로 인해 전 파열에서 발생하는 총체적인 에너지 소산율에 대해서는 대체적인 합의가 이루어진 것으로 보여지나 (Thornton 과 Guza, 1983) 총 에너지 소산의 각 성분파에 대한 스펙트럼모형에서 분배하는 구조에 관해서는 아직 이론의 여지가 많은 것으로 판단된다. 스펙트럼 모형에 쇄파로 인한 에너지 소산을 설명하려는 노력은 Liu (1990)에 의해 규칙파를 대상으로 처음으로 시작되었고 이러한 노력은 그 후 Elderberky 와 Bettjes (1996)에 의해 불규칙파로 이어졌다. 이 연구에서 Liu (1990), Elderberky 와 Bettjes (1996) 등은 총 에너지 소산을 모든 성분파에 균일하게 분배하였다. 그러나 이러한 접근은 쇄파대에서 강하게 발생하는 저주파 성분으로부터 고차 조화성분으로 진행되는 에너지 전이를 적절히 설명할 수 없어 파랑 마루가 첨예화되는 현상은 실제보다 파다하게 왜곡정도는 과소하게 평가되는 결과를 초래하게 된다. 이러한 오류는 유사이송에 필요한 저면 마찰력 산정에 지대한 영향을 미치게되며 반드시 시정되어야 한다. 최근 Mase 와 Kirby (1992), Kirby 와 Kaihatu (1996) 등은 관측치를 토대로 주파수의 제곱으로 주어지는 개선된 에너지 소산항 형태를 제안한 바 있으며 이 모형을 토대로 상당히 양호한 수치 결과를 제시한 바 있다.

우리 나라는 최근 무분별한 개발로 인해 개발지 인근연안에 심각한 침식이 진행 중이다. 이에 따라 최근 해양수산부를 중심으로 그 원인 규명과 적극적인 침식방지대책에 관한 논의가 시작된 바 있다. 이상 기상시 발생하는 기상해일의 연안에서의 쇄파현상이 침식을 야기하는 중요한 기작으로 작용한다는 사실을 고려하면 쇄파대역에서의 불규칙 파랑의 정확한 해석은 침식방지대책 수립의 선결과제로 보여진다.

따라서 본고에서는 유사이송과 관련된 저면 마찰력을 중심으로 스펙트럼 모형의 쇄파대역에서의 거동을 비교하여 연안침식 방지 대책 수립에 필요한 기초 파랑모형을 제공하고자한다.

### 비선형 파랑모형 과 스펙트럼 모형

천해역에서 가장 강건한 파랑 모형인 Boussinesq 방정식은 다음과 같이 주어진다.

\*서울시립대 토목공학과 부교수 \*\* (주) 세일종합기술공사 \*\*\*서울시립대 토목공학과 대학원

$$\zeta_t + (iu)_x = 0 \quad (1)$$

$$u_t + uu_x + g\zeta_x + \text{dispersive terms} - (\nu_0 u_x)_x = 0 \quad (2)$$

식 (1)과 (2)에서 아래 첨자는 미분 연산자를 나타내며  $h$ ,  $\zeta$ ,  $u$  는 각각 수심, 파동으로 인한 해수면 변위와 유속을 나타낸다. 식 (2)에서 쇄파로 인한 레이놀즈 응력은 와동점성계수  $\nu_0$  를 사용하여 모형화 하였으며 식 (1)과 (2)에서 해수면 변위를 다음과 같이

$$\zeta = \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \{A_n e^{in\psi} + A_n^* e^{-in\psi}\} \quad (3)$$

복소수 Fourier 급수로 전개하면 천수, 성분파랑간의 공진성 비선형 상호간섭, 이산, 쇄파현상 등이 설명된 일방향 진행파에 대한 Spectral Evolution Equation을 유도할 수 있으며 다음과 같이 주어진다.

$$A_{n\psi} + \frac{h_x}{4h} A_n - \frac{in^3 k^3 h^2}{6} A_n + \frac{3ink}{8h} \left( \sum_{l=1}^{n-1} A_l A_{n-l} + 2 \sum_{l=1}^{N-n} A_l^* A_{n+l} \right) = -a_n A_n \quad (4)$$

식 (3), (4)에서  $A_n$  은 무작위 파열을 구성하는  $n$  번째 성분파의 진폭, 아래 첨자는 미분 연산자,  $\psi = k_n x - \omega_n t$ ,  $i$  는  $\sqrt{-1}$ ,  $N$  은 공진성 상호작용에 개입되는 총 성분파랑의 수, \* 는 공액 복소수를 각각 나타낸다. Thornton 과 Guza (1983)에 의하면 식 (4)의 쇄파계수  $a_n$  은 다음과 같이 주어지며

$$a_n = F\beta(x) + (1-F)\beta(x) \left( \frac{\omega_n}{\omega_{peak}} \right)^2 \left( \frac{\omega_{peak}^2 \sum_{n=1}^N |A_n|^2}{\sum_{n=1}^N \omega_n^2 |A_n|^2} \right) \quad (5)$$

$$\beta(x) = \frac{3\sqrt{\pi} B^3 \omega_{peak} H_{rms}^5}{4\sqrt{gh} \gamma^4 h^5} \quad (6)$$

여기서  $B$  와  $\gamma$  는 각각 1.0과 0.6 이며  $\omega_{peak}$  는 첨두 주파수를 나타낸다.

#### 적분법에 의한 경계층 해석

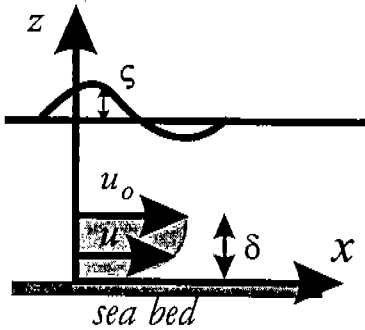


Fig. 1 Definition Sketch

파랑으로 형성되는 해저면에 인접한 경계층에서의 운동량 방정식은 다음과 같이 주어진다 (Fredsoe 와 Deiggard, 1998).

$$\frac{\partial(u_0 - u)}{\partial t} = - \frac{\partial \tau}{\partial z} \quad (7)$$

해저면에 작용하는 마찰력에 대한 기본 방정식을 유도하기 위해 편의상 다음과 같이 마찰속도  $U_f = \sqrt{\tau_b / \rho}$  로 무차원화한 본류 유속을 도입하고

$$Z = u_0 x / U_f = \ln(\delta + k_n / 30) / (k_n / 30) \quad (8)$$

경계층에서의 유속을 대수분포  $u / U_f = \ln(z / z_0) / x$  로 가정하고 운동량 방정식에 대해 경계층에 걸쳐 적분을 수행하면 다음과 같은 저면 마찰력에 대한 지배방정식을 유도할 수 있다 (Fredsoe 와 Deiggard, 1998).

$$\frac{dZ}{dt} = \frac{\frac{30}{k_n} x^2 u_0 - Z [e^Z - Z + 1] \frac{1}{u_0} \frac{du_0}{dt}}{e^Z (Z - 1) + 1} \quad (9)$$

식 (8), (9)에서  $\delta$  는 경계층의 두께,  $\tau_b$  는 해저면에 작용하는 마찰응력,  $x$  는 Von Karman의 우주상수,  $k_n$  은 표면 조도를 나타낸다.

#### 수치모의

전술한 스펙트럼 파랑모형의 쇄파대역에서의 거동을 검증하기 위해 Bur Hansen 등 (1979)이 수행한 실험 조건에 대하여 식 (5)에서의  $F = 0, 0.1, 0.5, 1$ 에 대해 수치모의를 수행하였다 (Fig. 2 참조). 스펙트럼 파랑모형에 대한 입사조건은 Bur Hansen 등 (1979)의 조파 파고를 일정한 수심역에서 파형의 변화없이 일정하게 전이되는 cnoidal 파랑으로 분해하여 산출하였다 (Cayley 1985, Flick 등 1981). 각 성분파의 진폭  $A_n$  은 다음과 같이 주어지며

$$A_n = \frac{8}{3} k^2 h^3 n q^n (1 - 2q^{2n})^{-1} \quad (10)$$

$$q = \exp[-\pi K(1-m)/K(m)] \quad (11)$$

여기서  $K$ 는 제 일종 complete elliptic integral,  $m$  은 cnoidal 변위를 각각 나타내며 (Abramowitz 와 Stegun, 1972) 파

고  $H$ , 수심  $h$ , 첫 번째 성분파의 파수  $k$  에 의해 다음과 같이 결정된다.

$$\frac{H/h}{(kh)^2} = \frac{4}{3\pi^2} m [K(m)]^2 \quad (12)$$

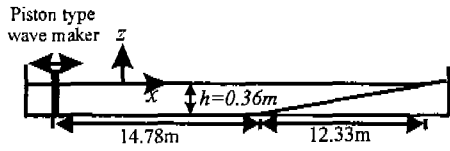


Fig. 2 Experimental set-up of Bur Hensen and Svendsen (1979)

Table 1 Wave parameters at the wave maker for the test considered from Hensen and Svendsen (1979)

NO.	H [m]	T [sec]	A, [m]			
1	0.065	2.0	0.0320	0.0057	0.0008	0.0001
2	0.037	2.0	0.0184	0.0019	0.0002	0.0000

수로 저면과 양안에서의 마찰로 인한 감쇠효과는 Vengayil 등 (1986) 이 제안한 대로 다음과 같이 모의하였다.

$$\frac{(1+i)^2}{2h} n^2 k^2 \left(\frac{2\nu}{n\omega}\right)^2 \left(1 + \frac{2h}{b}\right)^2 \quad (13)$$

여기서  $\nu$  는 동점성계수,  $b$  는 수로폭을 나타내며 쇄파대역의 상당한 비선형성을 고려하여 20개의 성분 파랑으로 해석하였다. Fig. 3, 4에는 Bur Hensen 등 (1979)의 NO. 1, 2 경우에 대해 수치모의된 파고  $H$  와 성분 파랑의 진폭  $A_n$  을 각각 도시하였다. Fig. 5, 7에는 수치 모의된 각 성분파의 진폭으로부터 식 (3)을 이용하여 산출한 해수위 변위  $\xi$  를 도시하였다. 수심이 일정한 조파관 전면부 14.78m까지는 미약한 에너지 소산으로 각 성분파의 진폭에는 변화가 없으며 수면형은 균일한 Cnoidal 파형을 이룬다. 천수가 시작되면서 고주파 영역의 성분파 진폭은 저주파 영역의 진폭보다 빠르게 성장하며 파형의 마루는 첨예화되며 파곡은 알아지는 것을 볼 수 있다. 천수가 진행됨에 따라 파 마루는 앞쪽으로 쏠리기 시작하며 쇄파대역에 이르게 되면 파형의 전면은 거의 수직에 가까워진다. 식 (4)의 이산 항은 전술한 파형이 전도되는 현상을 억제하며 반면에 비 선형 항은 파 마루의 첨예화, 파형의 전도를 유발한다. 전술한 두 가지 항이 서로 균형을 이루는 경우 파형은 수심이 일정한 경우 변화 없이 일정하게 진행될 수 있다. 천수의 최종단계에서 이산성은 점차 미약해 지며 비선형성은 파랑의 성격을 결정하는 중요한 기작으로 떠오르게 된다. 식 (4)는 이 두 가지 항이 균형을 이룬다는 가정 아래 유도된 것으로 쇄파대역에서 다소 과다하게 평가되는 이산 항으로 인해 파형이 전도되는 현상은 쇄파역 직전까지 관측 할 수 없었다. Fig. 6, 8에는 쇄파가 이미 시작된 조파관 전면에서 각각 24.766m, 25.494m 떨어진 지점에서 상이한  $F$  값에 대해 산출된  $\xi$  를 도시하였다. Fig. 9, 10에는 산출된 파형에서 산출된 파랑 마루가 첨예화되는 정도 (skewness) 와 왜곡정도 (asymmetry) 를 도시하였다.  $F$ 가 영에 수렴할수록 즉 에너지 소산률이 고주파 대역에서 상대적으로 크게 부과되면 파형이 전도되는 양상은 보다 확연해지며 첨예화되는 정도는 점차 미약해지는 것을 확인할 수 있다.

### 결론

최근 우리 나라의 연안역에는 무분별한 개발로 인해 개발지 인근연안에 심각한 침식이 진행 중이며 이상 기후 시 발생하는 기상해일의 쇄파현상이 이러한 연안침식의 중요한 기작으로 인식되어왔다. 따라서 연안침식해석에 사용되는 파랑모형은 기상해일의 쇄파대역에서의 거동을 정확히 모의할 수 있어야 한다. 이러한 비선형 약이산성 파랑은 Boussinesq 방정식으로 비교적 정확히 기술할 수 있으나 과도한 계산을 수행해야하는 부담이 따르며 불규칙 파랑을 구성하는 성분파도 분해하여 해석하는 경우 효율적으로 해석할 수 있다. 이러한 스펙트럼 파랑모형에서 사용되는 쇄파모형에 대해서는 아직 각 성분파에 대한 전 에너지 소산률의 분배구조에 관한 많은 이론이 존재하여 아직 상용화되고 있지 못한 실정이다.

본고에서는 연안침식과 관련하여 파랑모형에서 제공되어야 하는 저면 마찰력을 중심으로 스펙트럼 모형의 쇄파대역에서의 거동을 비교하였다. 천수의 최종단계에서 비선형성은 파형의 성격을 결정하는 중요한 기작으로 작용하며 쇄파대역에 이르면 파형의 전면은 거의 수직에 가까워진다. 이 때 파랑 스펙트럼은 특정한 형태 즉 고주파 영역에서 주파수에 대해 이차함수의 모습을 띄게된다. 각 성분파에 대해 전 에너지 소산률을 균일하게 분배하는 경우 ( $F = 1.0$ ) 저주파 대역에서 고주파 영역으로의 에너지 전이를 적절히 반영하지 못하여 파형이 전도되는 현상과 파 마루가 첨예화되는 정도를 재현할 수 없었다. 이는 파동으로 인한 저면에서의 최대 전단응력의 산출에도 영향을 미치게 되어 중국에는 연안침식 해석에 오류를 유발한다. 반면에  $F$ 가 영에 수렴하면 즉 에너지 소산률은 주파수의 제곱에 비례하며 따라서 고주파 대역에서 상대적으로 크게 부과되며 전술한 스펙트럼형을 유지하기 위해 장파 영역으로부터의 에너지 전이를 유발하게되며 파형이 전도되는 양상과 첨예화되는 정도를 비교적 정확하게 재현할 수 있었다.

참고문헌

Abramowitz, M. and I. A. Stegun, 1972. Handbook of mathematical functions. Dover, Mineola, NY.

Bur Hansen, J. and Svendsen, I. A., 1979. Regular waves in shoaling water, experimental data. Series paper 21, Inst. Hydr. Engrg., Tech. Univ. Denmark.

Cayley, A., 1895. An elementary treatise on elliptic functions. Deighton Bell, London, England; reprinted by Dover Publications, Inc., New York, N. Y.

Elderberky, Y. and Bartjes, J. A., 1996. Spectral modeling of wave breaking: application to Boussinesq equations, Journal of Geophysical Research, Vol. 102, pp. 1253-1264.

Fredsoe, J. and Deiggard, R., 1998. Mechanics of coastal sediment transport, Advanced Series on Coastal Engineering-Volume 3, World Scientific.

Freilich, M. H. and Guza, R. T., 1984. Nonlinear effects on shoaling surface gravity waves, Phil. Trans. R. Soc. London, Ser. A. 311, pp. 1-41.

Flick, R. E., Guza, R. T. and Inman, D. L., 1981. Elevation and velocity measurements of laboratory shoaling waves, Journal of Geophysical research, vol. 86, pp. 4149-4160.

Kaihatu, J. and Kirby, J., 1995. Nonlinear transformation of waves in finite water depth, Physics of fluids, Vol. 7, No. 8, pp. 1903-1914.

Kirby, J. T., 1997. Nonlinear, dispersive long waves in water of variable depth in gravity waves in water of finite depth, J. N. Hunt(ed), Advances in fluid mechanics, 10, Computational Mechanics Publications, pp. 55-125.

Kirby, J. and Kaihatu, J., 1996. Structure of frequency domain models for random breaking wave breaking, Proceedings of the 25th International Conference on Coastal Engineering, Orlando, Fl.

Liu, P. L. F., 1990. Wave transformation, in the sea. ocean engineering science, Volume 9, Part A, (eds) B. Le MeHaute and D. M. Hanes, New York, Wiley, pp. 27-63.

Liu, P. L. F., Yoon, S. B. and Kirby, J. T., 1985. Nonlinear refraction-diffraction of waves in shallow water, J. Fluid Mech., 153, pp. 184-201.

Mase, H. and Kirby, J. T., 1992. Hybrid frequency-domain KDV equation for random wave transformation, Proc. 23rd Intl. Conf. Coastal Engrg., Venice, pp. 474-487.

Mei, C. C., 1989. The applied dynamics of ocean surface waves. World Scientific Publishing Co.

Thornton, E. and Guza, R., 1983. Transformation of wave height distribution, Journal of Geophysical research, vol. 88, no. C10, pp. 5925-5938.

Vengayil, P. and Kirby, J., 1986. Shoaling and reflection of nonlinear shallow water waves, Proc. 20th International Conference of coastal engineering, Teipei, pp. 794-806.

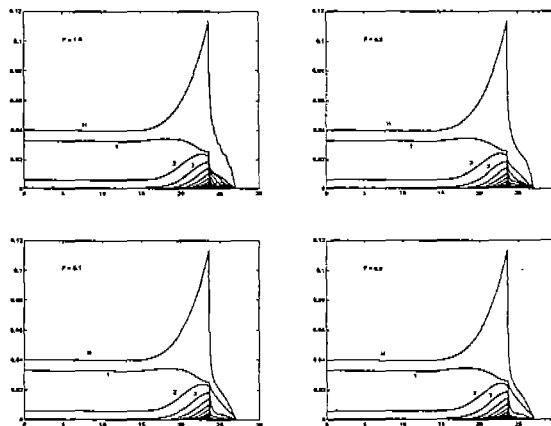


Fig. 3 Numerical Results - Wave Amplitude for a case NO. 1 of Buhr Hansen and Svendsen (1979)

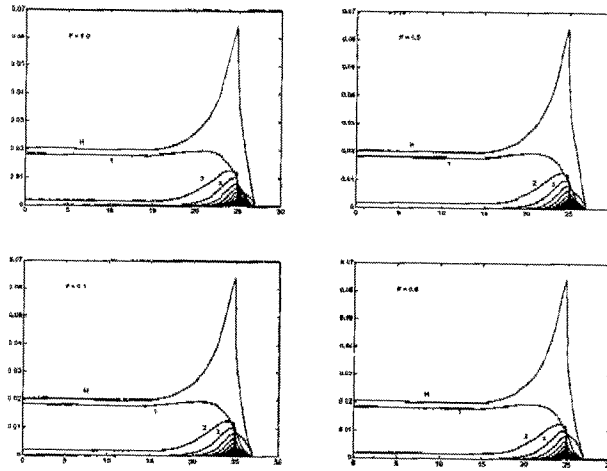


Fig. 4 Numerical Results - Wave Amplitude for a case NO. 2 of Buhr Hansen and Svendsen (1979)

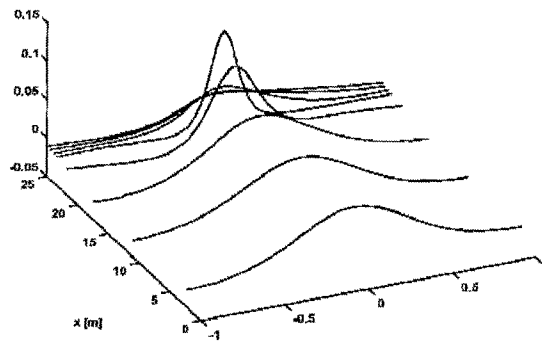


Fig. 5 Numerical Results [Water Surface Displacement] for a case NO. 1 of Buhr Hansen and Svendsen (1979)

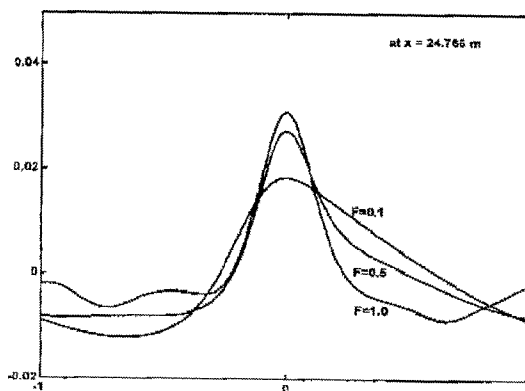


Fig. 6 Numerical Results [Water Surface Displacement] for a case NO. 1 of Buhr Hansen and Svendsen (1979)

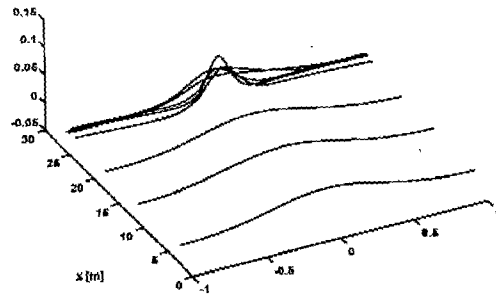


Fig. 7 Numerical Results [Water Surface Displacement] for a case NO. 2 of Buhr Hansen and Svendsen (1979)

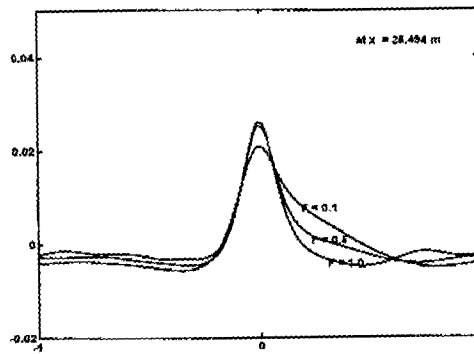


Fig. 8 Numerical Results [Water Surface Displacement] for a case NO. 2 of Buhr Hansen and Svendsen (1979)

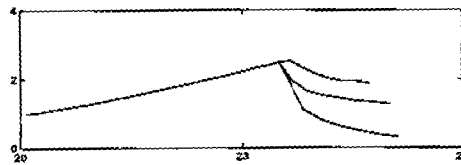


Fig. 9 Skewness of numerically simulated wave field for case NO. 1 of Buhr Hansen and Svendsen (1979)

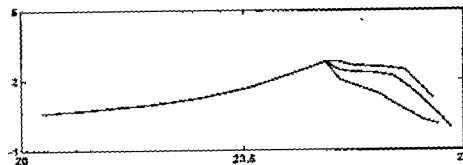


Fig. 10 Skewness of numerically simulated wave field for case NO. 2 of Buhr Hansen and Svendsen (1979)