

해역별 최적 해변 안정화 공법 선정 Platform 개발을 위한 기초연구 III - 단위 관측 기간에 발생하는 불규칙 파랑과 구속모드의 외중력과, 경계층 Streaming이 횡단표사에 미치는 영향을 중심으로 Preliminary Study on the Development of a Platform for the Optimization of Beach Stabilization Measures Against Beach Erosion III - Centering on the Effects of Random Waves Occurring During the Unit Observation Period, and Infra-Gravity Waves of Bound Mode, and Boundary Layer Streaming on the Sediment Transport

장병상* · 조용준*

Pyong Sang Chang* and Yong Jun Cho*

요지 : 파형의 왜도, 저류 외에도 구속 모드의 외중력과, 경계층 streaming이 반영된 개선된 횡단표사 모듈이 제시되었으며, 개선된 모듈에서는 단위 관측기간 내에서 출현하기 마련인 개별 파랑도 고려된다. 이어 불규칙한 개별 파랑이 표사이송에 미치는 영향을 확인하기 위해 단조해안에서의 비선형 천수과정과 해변변형을 수치모의 하였다. 모의결과 최근 적용범위가 쇄파역으로 확대된 주파수 영역 Boussinesq Eq.은 쇄파역에서 흔히 관측되는 치근 모양의 파형, 구속 모드의 외중력과, 경계층 streaming의 모의가 가능한 것으로 판단된다. 또한 연 최대 고파랑이라는 해양 환경을 등가 비선형 규칙파[Cnoidal wave]로 해석하는 경우 최대 횡단표사 이송률은 불규칙 파랑에서 관측되는 이송률의 세 배에 달할 정도로 지나치게 과다하게 모의되었으며, 이는 외빈과 원빈의 과다한 침식으로 이어졌다. 또한 연안 표사 이송과 관련된 free parameter K 를 최적화하기 위해 맹방해빈의 2017.4.26부터 2018.4.20까지의 해안선 변화를 수치모의 하였으며, 최적화 과정에는 실측된 해안선 위치를 활용하였다. 모의 결과 맹방 표사계의 경우 최적화된 K 는 0.17로 보이며, 이 경우 10월 말에 연이어 내습한 최대 고파랑에 의해 침식된 해안이 동절기와 춘절기의 너울에 의해 점진적으로 복원되는 대순환 과정을 거쳐 해안선이 맹방해안 남단과 북단에서는 18 m, 맹방 해안 중앙부에서는 2.4 m 내외로 전진하는 관측결과에 상당히 근접한 수치모의가 가능한 것을 확인하였다.

핵심용어 : 횡단표사, 구속모드의 외중력과, 경계층 streaming, 해안선 모형, 불규칙 개별 파랑

Abstract : In this study, we develop a new cross-shore sediment module which takes the effect of infra-gravity waves of bound mode, and boundary layer streaming on the sediment transport into account besides the well-known asymmetry and under-tow. In doing so, the effect of individual random waves occurring during the unit observation period of 1 hr on sediment transport is also fully taken into account. To demonstrate how the individual random waves would affect the sediment transport, we numerically simulate the non-linear shoaling process of random wavers over the beach of uniform slope. Numerical results show that with the consistent frequency Boussinesq Eq. the application of which is lately extended to surf zone, we could simulate the saw-tooth profile observed without exception over the surf zone, infra-gravity waves of bound mode, and boundary-layer streaming accurately enough. It is also shown that when yearly highest random waves are modeled by the equivalent nonlinear uniform waves, the maximum cross-shore transport rate well exceeds the one where the randomness is fully taken into account as much as three times. Besides, in order to optimize the free parameter K involved in the long-shore sediment module, we carry out the numerical simulation to trace the yearly shoreline change of Mang-Bang beach from 2017.4.26 to 2018.4.20 as well, and proceeds to optimize the K by comparing the traced shoreline change with the measured one. Numerical results show that the optimized K for Mang-Bang beach would be 0.17. With $K = 0.17$, via yearly grand circulation process comprising severe erosion by consecutively occurring yearly highest waves at the end of October, and gradual recovery over the winter and spring by swell, the advance of

*서울시립대학교 토목공학과(Corresponding author: Yong Jun Cho, Department of Civil Engineering, University of Seoul 163 Seoulsiripdaero, Dongdaemun-gu, Seoul 02504 Korea, Tel: +82-2-6490-2427, Fax: +82-2-6490-2424, young@uos.ac.kr)

shore-line at the northern and southern ends of Mang-Bang beach by 18 m, and the retreat of shore-line by 2.4 m at the middle of Mang-Bang beach can be successfully duplicated in the numerical simulation.

Keywords : cross-shore sediment, infra-gravity waves of bound mode, boundary layer streaming, shore-line model, individual random waves

1. 서 론

안정적인 자연 표사계의 경우 발생 횟수가 년 수회에 불과한 연 최대 고파랑에 의해 해변이 대규모로 침식되더라도, 폭풍이 잦아드는 경우 다시 출현하는 너울에 의해 오랜 기간에 걸쳐 점진적으로 복원된다. 이렇게 끊임없이 반복되는 해변의 침·퇴적은 Dean 등에 의해 고파랑에 의해 일시적으로 침식되거나 혹은 너울에 의해 퇴적된 해변은 다시 각 해변의 고유형상으로 회귀된다는 Equilibrium Beach Profile로 구체화된 바 있으며, 이후 Equilibrium Beach Profile은 양빈 설계에서 중요한 역할을 수행하며, 현재 대표적인 지형모형[morphology model] 중의 하나인 one-line 모형의 근간을 이루게 된다.

전술한 해변 표사의 대순환과정에서 Bailard(1981)는 저류[undertow]와 왜도[skewness]를 표사 이송의 주 기작으로 인식하였으며, 이러한 시각은 현재 문헌에서 가장 빈번하게 언급되는 횡단 표사 모형인 Bailard(1981) 모형에 그대로 반영되어 있다. 이 연구에서 Bailard(1981)는 수심방향으로 적분된 국지 횡단방향 표사 이송률 i_y 은 소류사의 경우 경계층 정점에서의 유속 u 의 제곱에, 부유사의 경우 u 의 세제곱에 비례하는 것으로 해석하였다. 이 경우 표사가 유체와 같이 움직이는 것으로 해석하는 경우, 소류사 이송율은 경계층 정점에서의 유속 u 의 세제곱에 비례한다는 해석이 가능하다.

Bailard(1981)의 횡단 표사량 모형은 Bagnold(1963)의 Energy 모형을 근간으로 하며, Meyer-Peter와 Mueller(1948)의 연구 이후 해안공학 계에서 정설로 받아들여지는 소류사 이송율은 저면에서의 파랑에너지 소산률 $\tau_b u \approx O(u^3)$ 에 의해 결정된다는 시각과 그 결을 같이 한다. 횡단 표사에 미치는 영향이 큰 물리량이 Bailard(1981)가 주목한 저류, 왜도, 침도라는 사실에는 이견의 여지가 없어 보이나, 이 밖에도 구속모드[bound mode]의 외중력파[infra-gravity waves], 경계층 streaming이 미치는 영향도 상당할 수 있으며, 이러한 추론의 근거는 고파랑에 의해 대규모 침식된 해변이 너울에 의해 점진적으로 복원되는 과정이 항상 해안을 향하는 경계층 streaming에 의해 진행된다는 사실에서 찾을 수 있다(Cho, 2019B).

이와 더불어 고파랑이라도 파고가 임계치를 상회하는 경우 횡단표사 이송 방향은 먼 바다에서 해안으로 역전되며 이 과정에서 bound mode의 외중력파는 상당한 역할을 수행하는 것으로 전해지며, 구속모드의 외중력파가 표사 이송을 강제하는 과정을 정리하면 다음과 같다.

해양환경에 내재한 변동성으로 파랑이 불규칙한 경우 파동계에는 여러 개의 단주기 성분파랑이 혼재하며[Fig. 1(a) 참조], 이 경우 진폭[envelope process]은 완만히 변조한다. 상대적으로 큰 파랑이 출현한 경우 평균 해면은 하강하며, 이에 반해 상대적으로 작은 파랑이 출현한 경우 평균 해면은 상승한다.

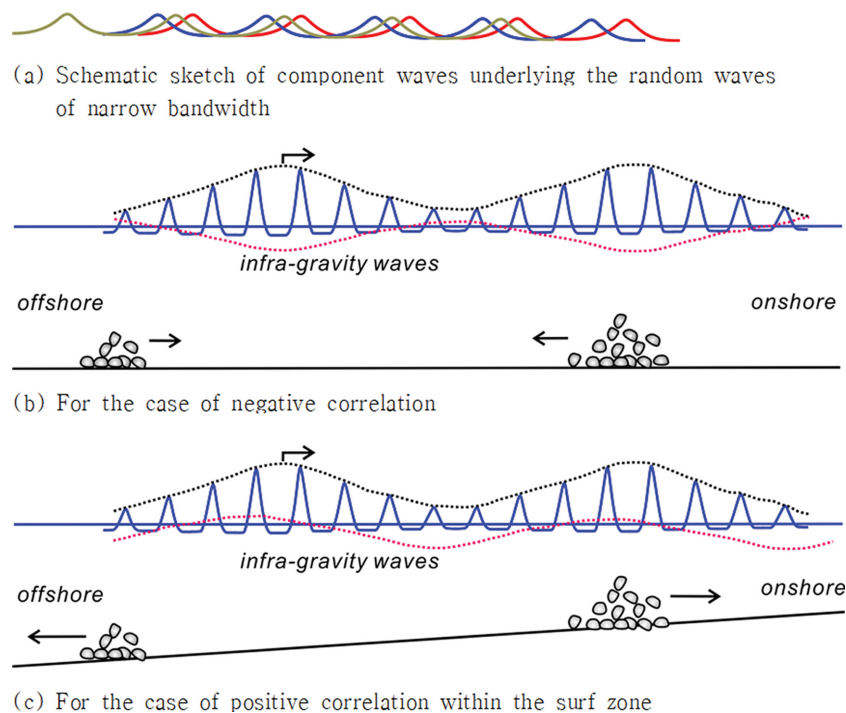


Fig. 1. Schematic sketch of sediment transport by the infra-gravity waves bound to the group of short waves.

이렇게 강제된 해수면의 상승과 하락으로 인해 파동계에는 파장이 상당한 파랑이 도입될 수 있으며, 이렇게 생성된 장파는 외중력파[infra gravity wave]라 불린다. 외중력파는 천수과정 중 쇄파역 전까지는 독자적 파속으로 진행되는 것은 아니며 강제하는 파군에 연계되어 진행되며, 쇄파역 진입 이후에는 강제하는 파군의 외중력파에 대한 구속성은 점진적으로 약해진다. 이처럼 평균 해면의 하강과 상승으로 강제되는 외중력파는 변조하는 진폭의 크기에 의해 그 위상이 결정되며, 천수과정 중 쇄파역 전까지는 envelope process와 180°의 위상차를 보이며 파군과 음의 상관관계를 지닌다. 이 경우 표사는 먼 바다를 향해 이송된다[Fig. 1(b) 참조]. 이후 천수과정 중 쇄파역을 지나면서 전술한 상관관계는 양으로 전환되며 외중력파에 의한 표사 이송은 해안을 향한다[Fig. 1(c) 참조].

이상의 논의에서 알 수 있듯 고파랑에 의해 일시적으로 침식된 자연 해빈의 자기 치유능력은 너울에 의해 구현되며, 너울이라는 파랑 환경에서의 경계층 streaming에 의한 표사 이송은 그 양은 그리 크지 않으나 오랜 기간에 걸쳐 누적되는 경우 상당할 수 있다는 점에서 침식에 대응한 해빈 안정화 공법 선정 과정에서 혹은 해안선 관리라는 측면에서 바라볼 때 상당한 공학적 가치를 지니며, 여기서 우리나라 동해안의 경우 너울의 점유율은 80%를 상회한다는 사실을 상기할 필요가 있어 보인다.

또한 현재 one-line 모형에서 가장 빈번하게 차용되는 Bailard(1981)의 횡단 표사량 모형의 경우 미 California Torrey Pines 해빈에서 생성된 파랑자료에 준거하여 개발되었다. 미 California Torrey Pines 해빈의 경우 상당한 방위에서 충분한 취송거리가 확보되며, 따라서 충분히 발달한 풍성파가 상당히 먼 거리를 전파되는 과정에서 단주기의 파랑은 느린 파속으로 파군으로부터 분리되어 후행하게 되어 Torrey Pines 해빈에서는 장주기의 너울이 우월하다. 그러나 우리나라 동해안의 경우 반시계 방향으로 틀어진 형상의 동해에 노출되어 있어 취송거리가 우월한 방위가 특정된다. 따라서 상당량의 파랑은 그 성장이 취송거리에 제한되어 다양한 주기의 너울이 관측된다(Cho and Kim, 2019). 전술한 차이로 인해 현재 Bailard(1981)의 횡단표사 모형에는 주기가 간과되어 있으나, 횡단표사의 이동방향을 가능할 수 있는 Dean NO.에서 알 수 있듯 파랑 주기가 횡단표사에 미치는 영향은 결코 작지 않다(Cho and Kim, 2019).

이러한 시각에서 본 논문에서는 먼저 우리나라 동해안에서 관측되는 너울의 특성이 경계층 정점에서의 유속 \mathbf{u} 의 세제곱과 네제곱으로 정의되는 왜도와 첨도, 저류, 외중력파, 경계층 steaming에 미치는 영향을 수치모의를 통해 살펴보고 이를 토대로 파랑관측 자료로부터 년 횡단 표사량과 해안선 대순환과정을 가늠해 볼 수 있는 모듈을 개발하고자 한다. 이 과정에서 보다 설득력 있는 해빈변형 해석을 위해 해양환경에 내재한 변동성으로 단위 관측구간인 1 hr 동안 발생하기 마련인 파랑의 불규칙성도 고려된다.

수치모의는 쇄파역에서 예외 없이 관측되는 왜도 된 파형의 기술이 가능한 것으로 알려진 주파수 영역 Boussinesq Eq.(Frelich and Guza, 1984; Mase and Kirby, 1992; Cho and Lee, 2003; Cho and Kim, 2019)과 이산화된 해안선 단위 격자에 표사 순유입량과 해안선 전진 혹은 퇴각량은 서로 균형을 이룬다는 개념으로부터 유도한 해안선 모형(One Line Model for shore line)에 기초하여 수행되며(Cho et al., 2019), 이 과정에서 연안표사의 경우 해안 공학계에서 이루어진 상당한 합의를 토대로 각 해안에서 가용한 파랑에너지 유입률에 의해 연안 표사량이 결정되는 것으로 해석된다(Hanson, 1989; Hanson and Kraus, 1989; Hanson and Larson, 1987; Kraus et al., 1984).

2장에서는 횡단 표사량 모형 개선 방향을 제시하기 위해 현재 문헌에서 가장 빈번하게 언급되는 Bailard(1981) 횡단 표사 모형을 살펴보고, 이를 토대로 3장에서는 Bailard의 근사 횡단 표사 모형의 한계와 개선방향을 정리하였으며, 또한 이해를 돕기 위해 저류와 왜도, bound mode의 외중력파, 경계층 streaming이 어떻게 횡단 표사에 영향을 미치는 지 살펴보고 각 기작에 대해 현재 가용한 해석 해를 정리하였다. 4장에서는 지형모형[Morphology Model]을, 5장에서는 파랑모형을 다룬다.

2. 비판적 시각에서 바라본 Bailard(1981) 횡단 표사 모형

현재 횡단표사 모형으로 문헌에서 가장 빈번하게 언급되는 Bailard(1981) 모형은 Bagnold(1954, 1963)의 Energy 모형에 근간하며, 표사를 부유사와 소류사로 분류하여 다른 초기 형태의 Bailard(1981) 모형을 기술하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \langle i_T \rangle = & \rho C_f \frac{\varepsilon_b}{\tan \Phi} \left[\langle |u|^2 \mathbf{u} \rangle - \frac{\tan \beta}{\tan \Phi} \langle |u|^3 \mathbf{j} \rangle \right] \\ & + \rho C_f \frac{\varepsilon_s}{w} \left[\langle |u|^3 \mathbf{u} \rangle - \frac{\varepsilon_s}{w} \tan \beta \langle |u|^5 \mathbf{j} \rangle \right] \end{aligned} \quad (1)$$

식(1)에서 i_T 는 수심방향으로 적분된 횡단방향 표사 이송률, $\langle \rangle$ 는 주기평균 연산자, C_f 는 마찰계수, Φ 는 마찰각도, β 는 저면 경사, ε_b 와 ε_s 는 각각 가용한 파랑에너지 중 소류사와 부유사 이송에 소요되는 비율, ρ 는 밀도, \mathbf{u} 는 경계층 정점에서의 유속 벡터, w 는 표사 침강속도, \mathbf{j} 는 해안방향을 가리키는 단위 벡터를 각각 나타낸다.

식(1)에서 알 수 있듯, Bailard(1981)의 모형은 Bagnold(1954, 1963)의 Energy 모형을 근간으로 하며, Meyer-Peter와 Mueller(1948)의 연구 이후 해안 공학계의 정설로 받아들여지는 소류사 이송률은 저면에서의 파랑에너지 소산률 $\tau_b \mathbf{u} \gg O(u^3)$ 에 결과 된다는 시각과 그 결을 같이 한다.

식(1)에 기술된 횡단 표사량은 단위시간당 이송되는 표사의 수중무게로 이를 체적 이송률 q 로 환산하는 경우 다음과

같이 기술될 수 있으며

$$\mathbf{q} = \frac{\mathbf{i}_y}{(\rho_s - \rho)gN} \quad (2)$$

여기서 N 는 체적 밀도로 densely packed된 경우 0.67의 값을 지닌다.

이 연구에서 Bailard(1981)는 모형 적용성을 제고하기 위해 먼저 유동계 \mathbf{u} 를 다음과 같이 파동계 $\tilde{\mathbf{u}}$ 와 주기 평균 흐름 $\bar{\mathbf{u}}$ 로 분류하였으며,

$$\langle \mathbf{u} \rangle = \langle \tilde{\mathbf{u}} \rangle + \bar{\mathbf{u}} \quad (3)$$

여기서 $\bar{\mathbf{u}}$ 는 먼 바다를 향하는 저류 혹은 해안으로 진행되는 경계층 streaming을 나타낸다.

표사 이송의 대부분이 발생하는 쇄파역에서의 상당한 비선형성을 고려하는 경우 $\tilde{\mathbf{u}}$ 는 다음과 같이 기술할 수 있다.

$$\tilde{\mathbf{u}} = u_m \cos \omega t + u_{2m} \cos 2\omega t \quad (4)$$

여기서 u_m 는 첫 번째 조화성분의 진폭, u_{2m} 는 비선형성을 설명하는 고차 조화성분의 진폭 [$u_m > u_{2m}$], ω 는 각 주파수를 각각 나타낸다.

식(3), (4)을 식(1)에 대입하고 정리하면 식(1)은 다음과 같이 기술될 수 있으며,

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{i}_y \rangle = & \rho C_f u_m^3 \frac{\epsilon_b}{\tan \Phi} \left[\Psi_1 + \frac{3}{2} \delta_u - \frac{\tan \beta}{\tan \Phi} u_3^* \right] \\ & + \rho C_f \frac{u_m^4}{w} \epsilon_s \left[\Psi_2 + \delta_u u_3^* - \frac{u_m}{w} \epsilon_s \tan \beta u_5^* \right] \end{aligned} \quad (5)$$

여기서, δ_u , Ψ_1 , Ψ_2 , u_3^* , u_5^* 는 각각 다음과 같이 정의되며,

$$\delta_u = \frac{\bar{u}}{u_m} \quad (6)$$

$$\Psi_1 = \frac{\langle \tilde{u}^3 \rangle}{u_m^3} \quad (7)$$

$$\Psi_2 = \frac{\langle |\mathbf{u}|^3 \tilde{u} \rangle}{u_m^4} \quad (8)$$

$$u_3^* = \frac{\langle |\mathbf{u}|^3 \rangle}{u_m^3} \quad (9)$$

$$u_5^* = \frac{\langle |\mathbf{u}|^5 \rangle}{u_m^5} \quad (10)$$

δ_u 는 정규화된 저류 혹은 경계층 streaming, Ψ_1 는 왜도[asymmetry], Ψ_2 는 첨도[kurtosis], u_3^* 와 u_5^* 는 유속적률을 각각 나타낸다. 식(8), (9), (10)에서 전 유동계 \mathbf{u} 중 선형 기여분만을 취하는 경우 적률 Ψ_2 , u_3^* , u_5^* 는 다음과 같이 근사 될 수 있다.

$$\Psi_2 = \frac{\langle |\tilde{u}|^3 \tilde{u} \rangle + 3\bar{u} \langle |\tilde{u}|^3 \rangle}{u_m^4} \quad (11)$$

$$u_3^* = \frac{\langle |\tilde{u}|^3 \rangle + 3\bar{u} \langle |\tilde{u}| \tilde{u} \rangle}{u_m^3} \quad (12)$$

$$u_5^* = \frac{\langle |\tilde{u}|^5 \rangle + 5\bar{u} \langle |\tilde{u}|^3 \tilde{u} \rangle}{u_m^5} \quad (13)$$

전술한 유속 적률 중 $\langle \tilde{u}^2 \rangle$, $\langle |\tilde{u}|^3 \rangle$, $\langle \tilde{u}^4 \rangle$, $\langle |\tilde{u}|^5 \rangle$ 는 정현한 파형에서도 유한한 값을 지닌다는 점에서, 우적률[even moments]로 분류되며 해석해가 Thorton과 Guza(1985)에 의해 선형 불규칙 파동계[Gaussian model]를 대상으로 제시된 바 있다.

쇄파역에서 예외 없이 관측되는 왜도된 파형의 경우 수면이 정점에 이르렀을 때 발생하는 해안 방향 흐름은 수면이 저점에 이르렀을 때 발생하는 외해방향 흐름보다 지속 시간은 상대적으로 짧으나 보다 강력하다. 이러한 비대칭성으로 인해 식(7), (11), (12), (13)의 유속적률 중 $\langle \tilde{u}^3 \rangle$, $\langle |\tilde{u}|^3 \tilde{u} \rangle$, $\langle |\tilde{u}|^5 \rangle$ 는 쇄파역에서 영이 아닌 값을 지닌다. 전술한 유속 적률은 정현한 파형에서는 영으로 수렴한다는 점에서 기 적률[odd moments]이라 불리며, 표사 이송에서 중요한 역할을 수행하나, 현재 이에 대한 해석해는 아직 가용하지 않다.

이러한 어려움을 해결하기 위해 Bailard(1981)는 미 California Torrey Pines 해변에서 관측된 자료를 대상으로 수행된 회귀 분석을 토대로 전술한 적률에 대해 다음과 같은 근사식을 제안한 바 있다.

$$\delta_u = 0.458 - 0.00157H_s \quad (14)$$

$$\Psi_1 = 0.303 - 0.00144H_s \quad (15)$$

$$\Psi_2 = 0.603 - 0.00157H_s \quad (16)$$

$$u_3^* = 0.548 + 0.000733H_s \quad (17)$$

$$u_5^* = 1.5 + 0.00346H_s \quad (18)$$

$$u_m = 31.9 + 0.403H_s \quad (19)$$

상기한 근사식에서 유의파고 H_s 는 cm 단위로 입력되며, 이 경우 u_m 는 cm/s로 출력된다. 식(14), (15), (16)에 따르면, δ_u , Ψ_1 , Ψ_2 는 파고 증가에 따라 현저하게 감소하나 이러한 추이는 Longuet-Higgins(1953)의 경계층 streaming 해석해와 비선형 파동계에 대한 우리의 이해와는 상당한 각을 이룬다는 점에서 개선의 여지가 상당하다. 그 밖의 유동 적률 u_3^* , u_5^* 에 대한 최빈값은 각각 0.6, 1.2로 Thorton과 Guza(1985)의 해석해에 근접한다.

3. 우리나라 동해안 파랑특성이 반영된 횡단표사 모형 개발

전절에서 다루었던 Bailard(1981)의 근사 횡단 표사 모형에서 경계층 streaming, 외중력파에 의한 표사이송 부분은 개선의 여지가 상당하다는 것을 알 수 있다. 식(5)에서 소류사에 해당되는 첫 번째, 두 번째, 세 번째 항 중 가장 큰 영향

을 지니는 항은 첫 번째 항으로 보다 설득력 있는 해빈변형 해석을 위해 불규칙 파랑으로 확대하는 경우 파랑에 해당되는 유속 \tilde{u} 은 다음과 같이 기술될 수 있으며

$$\tilde{u} = u_s + u_L \tag{20}$$

여기서 u_s 는 단주기 성분파랑에 의한 유속, u_L 는 외중력파에 의한 유속성분을 각각 나타낸다. 식(20)를 식(7)에 대입하고 정리하면 Ψ_1 는 다음과 같이 기술될 수 있으며,

$$\Psi_1 = \frac{\langle \tilde{u}_s \tilde{u}_s \rangle^2 + 3 \langle \tilde{u}_L \tilde{u}_s \rangle^2 + 3\bar{u} \langle \tilde{u}_s \rangle^2}{u_m^3} \tag{21}$$

여기서 $\langle \tilde{u}_s \tilde{u}_s \rangle^2$ 는 단주기 성분파랑에 의한 왜도 기여분, $3 \langle \tilde{u}_L \tilde{u}_s \rangle^2$ 는 단주기 성분파랑과 외중력파의 상관 정도(Fig. 1 참조), $3\bar{u} \langle \tilde{u}_s \rangle^2$ 는 단주기 성분파랑에 교란된 표사가 저류 혹은 경계층 streaming 같은 주기 평균 흐름에 의해 이송되는 표사 량[Fig. 2 참조]을 나타낸다.

식(5)와 (21)에서 알 수 있듯 부유사는 고 파랑이 우세한 해양환경에서는 저류가 지배적인 주기 평균 흐름으로 인해 먼 바다를 향하며, 너울이 우세한 해양환경에서는 경계층 streaming 이 우월한 주기 평균 흐름으로 인해 연안 방향으로 이송된다.

소류사의 경우 고파랑이 우세한 해양환경에서는 수면이 정점에 이르렀을 때 발생하는 상대적으로 강한 해안 방향 흐름으로 인해 왜도 $\langle \tilde{u}_s \tilde{u}_s \rangle^2$ 가 지배적이며 이 때 소류사는 해안을 향하며, 너울이 우세한 해양환경에서는 경계층 흐름이 지

배적인 주기 평균 흐름으로 인해 소류사는 해안반향으로 회귀한다. 이 밖에 불규칙 파랑으로 확대하는 경우 단파와 장주기 파의 상호작용도 표사 이송 방향에 상당한 영향을 미치며 먼 바다에서는 파군 진폭변조에 종속하는 외중력파의 특성으로 인해 표사는 먼 바다를 향한다. 그러나 년 최대 파랑처럼 파고가 상당히 큰 경우 천수과정 중 쇄파역을 지나면서 구속 모드 외중력파와 파군의 상관관계는 양으로 전환되며, 이로 인해 표사는 작으나마 다시 해안방향으로 회귀한다.

이상의 논의를 종합하면 현재 식(5)에 기술된 Bailard(1981)의 횡단 표사모형에는 외중력파에 의한 표사 이송이 간과되어 있으며, 또한 해양환경에 따라 먼 바다 혹은 해안 방향으로 바뀌는 표사 이송의 방향성과 크기를 결정하는 식(14)는 미 California Torrey Pines 해빈 파랑자료에 준거하여 개발되어 우리나라 동해안 파랑과 표사 특성을 담아낼 수 있다고 보기 어렵다.

또한, 그 동안 우리나라 지형모형 운영과정에서 단기간에 걸친 고파랑에 의한 해빈 침식 위주로 해석하는 관행은 너울에 의해 해안으로 회귀되는 표사가 상대적으로 소홀히 다루어 질 수밖에 없는 구조적 문제를 안고 있다. 그러나 우리나라 동해안의 경우 너울의 점유율이 80%을 상회 하는 사실을 고려하면, 경계층 streaming을 통해 너울에 의해 해안으로 회귀되는 누적 표사량을 자연 해빈의 대순환과정이 완성되는 년 단위로 평가하는 작업이 가능하다면 횡단표사와 관련된 논란의 상당부분은 해소될 수 있을 것으로 판단된다.

이러한 인식에 기초하여 Bailard(1981)의 근사 횡단표사 모형 개선방향을 살펴보기 위해, 경계층 streaming, 저류, 외중력파가 표사이송에 미치는 영향과 각 기작별로 가용한 해석해를 3.1, 3.2, 3.3.절에 정리하였다.

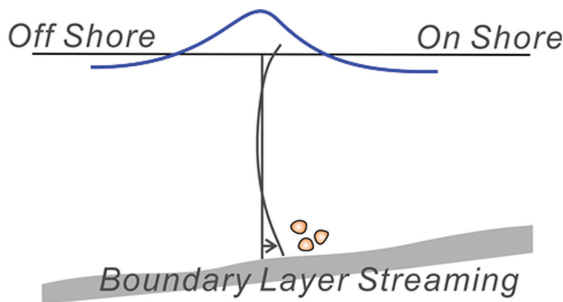
3.1 경계층 streaming

저면 인근에서는 주기 평균하는 경우 파랑 진행방향과 동일한 방향으로 진행되는 흐름이 발견되며, 이러한 흐름은 경계층 streaming이라 불리며, 너울이 우세한 파랑 환경에서 해안으로 회귀하는 표사의 주 이송모드로 기능한다. 경계층 streaming u 에 대한 해석은 Longuet-Higgins(1957)에 의해 처음 시도되고, 완성되었으며 이해를 돕기 위해 그 유도과정을 정리하면 다음과 같다.

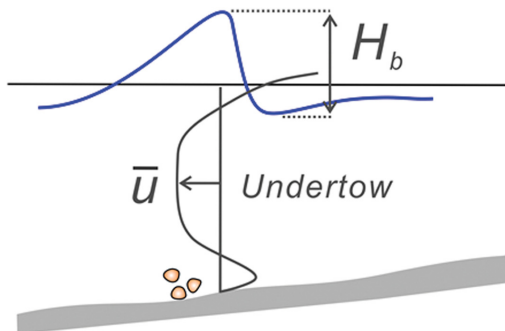
Longuet-Higgins(1957)에 의하면 전 파동계에서 경계층의 두께 δ 는 균질하지 않으며[Fig. 3 참조], 이로 인해 경계층에는 파랑에 의한 궤도 운동에 순환류가 더해진다. 이렇게 추가된 순환류를 주기 평균하는 경우 위로부터 경계층으로 유입되는 파랑 진행방향 운동량이 우월하며 이로 인해 결과되는 전단력 τ 으로 인해 경계층에서는 파랑 진행방향 흐름이 출현한다.

전술한 전단력 τ 은 다음과 같이 기술될 수 있으며

$$\tau = - \overline{\rho u_\infty w} \tag{22}$$



(a) boundary layer streaming under lower non-breaking waves



(b) asymmetry and undertow under breaking waves

Fig. 2. Schematic sketch of two dominating mechanism - boundary layer streaming and under tow- on the cross shore sediment transport under low waves and high waves.

여기서 ρ 는 밀도, u_∞ 는 경계층 상단에서의 파랑진행 방향 유속을 나타내며, 점성에 의한 전단력이 지배적인 경계층으로부터 자유롭다는 의미에서 free stream velocity라 불리기도 하며, w 는 연직방향 유속성분을 나타낸다.

경계층을 제외한 수역과 경계층에서 운동량 방정식은 각각 다음과 같이 기술될 수 있으며,

$$\frac{\partial u_\infty}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (23)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + c \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (24)$$

여기서 c 는 파속을 나타내며, 전 수주에서 압력 구배는 일정하게 유지되므로 식(23)의 압력구배를 식(24)에 대입하고 u_∞ 의 파랑 진행방향으로의 변화율이 그리 크지 않다는 경험적인 인식을 활용하는 경우 다음과 같은 관계식을 얻을 수 있다.

$$\frac{\partial(u - u_\infty)}{\partial t} + c \frac{\partial(u - u_\infty)}{\partial x} = 0 \quad (25)$$

질량 보존 식을 기술하면 다음과 같으며

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{z} = 0 \quad (26)$$

여기서 u_∞ 의 파랑진행 방향으로의 변화가 그리 크지 않다고 가정하면, 상기 식은 다음과 같이 기술될 수 있다.

$$\frac{\partial(u - u_\infty)}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (27)$$

상기 식에 대한 적분을 수행하면 연직방향 유속성분 w 는 다음과 같이 정의될 수 있다.

$$\begin{aligned} w_\infty &= -\frac{\partial}{\partial x} \int_0^\delta (u - u_\infty) dz \\ &= \frac{1}{c} \int_0^\delta \frac{\partial}{\partial t} (u - u_\infty) dz \end{aligned} \quad (28)$$

식(28)의 유도과정에는 식(25)에 기초하여 다음과 같은 미분 연산자 치환이 활용되었다.

$$\frac{\partial}{\partial t} = -c \frac{\partial}{\partial x} \quad (29)$$

경계층에서의 흐름이 층류인 경우 경계층 내에서의 u 는 다음과 같이 기술될 수 있으며(Longuet-Higgins, 1957)

$$u = U_m \sin(\omega t - kx) - U_m e^{-\frac{z}{\delta}} \sin\left(\omega t - kx - \frac{z}{\delta}\right) \quad (30)$$

여기서 U_m 는 경계층 상단에서의 첫 번째 성분 파랑에 기인한 유속진폭, δ 는 경계층 두께를 나타내며 Stokes 길이로 불리며 다음과 같이 기술될 수 있다.

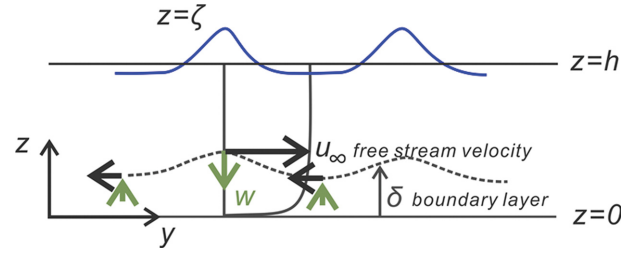


Fig. 3. Schematic sketch of the driving mechanism of boundary layer streaming and coordinate system.

$$\delta = \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}} \quad (31)$$

식(31)에서 $\nu = \mu/\rho$ 는 동점성계수를 나타낸다.

경계층 내 임의지점 $z=a$ 에서의 경계층 streaming 유속 u^a 는 식(30)을 식(28)에 대입하여 산출한 w^a 와 다음과 같이 정의되는 전단응력 τ^a 에 대한 구배 모형으로부터 산출될 수 있다.

$$\begin{aligned} \tau^a &= \nu \left. \frac{du_s}{dz} \right|_{z=a} \\ &= -\frac{\rho u^a w^a}{c} \end{aligned} \quad (32)$$

경계층 상단에서의 주기 평균된 경계층 streaming 유속 u_s 는 다음과 같이 기술될 수 있으며,

$$u_s^\delta = \frac{3U_m^2}{4c} \quad (33)$$

경계층에서의 흐름이 난류인 경우, u_s^δ 는 다음과 같이 기술될 수 있다.

$$u_s^\delta = f \frac{U_m^2}{c} \quad (34)$$

상기 식에서 f 는 마찰 계수로 a/k 에 종속하는 것으로 전해진다. 여기서 a 는 경계층 상단에서 파랑 내습 시 수입자가 그리는 궤적의 진폭으로 해안공학 계에서는 Excursion amplitude로 불리며, k 는 파수를 각각 나타낸다.

3.2 저류

수면이 정점에 이르렀을 때 발생하는 해안 방향 흐름과 수면이 저점에 이르렀을 때 발생하는 먼 바다를 향하는 흐름 사이의 차이로 인해 파랑 진행방향으로 질량 이송이 발생하며 이는 Stokes drift라 불린다. 전술한 Stokes drift는 파곡 상층부 수주에서 발생하며 다음과 같이 산출될 수 있으며,

$$\begin{aligned} M_{Stokes} &= \frac{1}{T} \int_0^T \int_0^\zeta u dz dt \\ &= \frac{E}{c} \end{aligned} \quad (35)$$

여기서 $c = \sqrt{gh}$ 는 파속, $E = \rho g A^2 / 2$ 는 파랑 에너지 밀도를

각각 나타낸다. 전술한 Stokes drift와 균형을 이루기 위해 저면 인근에는 먼 바다 방향으로 진행되는 흐름이 출현한다. 이러한 흐름은 undertow라 불리며 식(35)로부터 다음과 같이 기술될 수 있다.

$$\bar{u} = -\frac{E}{\rho ch} \quad (36)$$

3.3 외 중력파

먼 바다에서 여러 가지 기작에 의해 생성된 파랑은 인근 연안으로 이행되며, 이 과정에서 해양환경에 내재한 변동성으로 파랑은 불규칙한 모습을 지닌다. 파랑이 이행되는 과정에서 파동계가 바람의 영향권을 벗어나거나, 풍속이 잦아드는 경우, 파랑의 군속도는 풍속을 상회하며, 이 경우 대기의 에너지는 파랑으로 유입될 수 없으며, 단주기 파랑은 느린 파속으로 인해 파군으로부터 분리되어 후행하며 비로소 너울이 완성된다(Cho and Bae, 2019).

이렇게 너울이 생성되면, 파랑 에너지는 침두 주파수 인근에 집중 분포하며, 너울의 완전한 진폭변조로 인해 해수면이 동요하는 경우 혹은 성분 파랑간의 sub-harmonic resonance 상호작용을 통해 상대적으로 긴 파랑이 출현할 수 있으며 이렇게 생성된 긴 파랑은 독자적인 속도로 움직이는 것이 아니며, 너울의 운송과 연계되어 진행된다(Cho and Bae, 2019).

이렇게 생성된 외중력파는 수심이 깊은 해역에서는 확연히 드러나지 않으나 연안에서는 알아진 수심과 긴 주기로 인해 해빈 표사 이송에 미치는 영향이 결코 작지 않다.

파랑 스펙트럼이 협대역에 분포하는 불규칙 파랑이라는 환경에서는 수 개의 조화성분만이 존재하며, 진폭은 완만하게 변조하며, 이차 조화성분은 bound mode로 해석될 수 있으며, 이 경우 해수면 변위 ζ 는 다음과 같이 기술될 수 있다.

$$\zeta = A_1 \cos \omega_1 t + A_2 \cos \omega_2 t + A_L \cos((\omega_1 - \omega_2)t + \psi) \quad (37)$$

식(37)에서 A_1, A_2 는 파군을 구성하는 두 개의 주 성분파랑의 진폭을, A_L 은 외중력파의 진폭을 각각 나타내며, ψ 는 위상차를 나타내며 다음과 같이 정의될 수 있다.

$$\cos \psi = C_L \left(1 - \frac{H_{rms}}{H_o}\right) \quad (38)$$

외중력파 유속성분 u_L 은 다음과 같이 기술할 수 있다.

$$u_L = \zeta \frac{\sqrt{gh}}{h} \quad (39)$$

4. 지형모형(Morphology Model)

소류사 순 이송량과 부유사 형태의 침퇴적량 사이에 균형을 이루지 못하는 경우 저면에는 변화가 발생하며, Fig. 4에 도시된 통제용적에 표사수지 개념을 적용하는 경우 Morphology

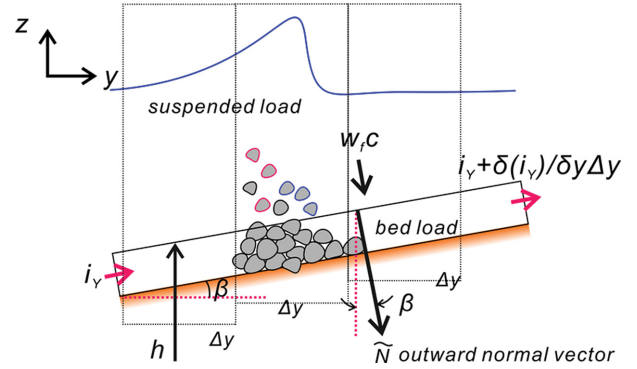


Fig. 4. Schematic sketch of morphology change of the sea bed of slope β due to the erosion, and deposition process of suspended load, and the net flux of bed load.

Model을 유도할 수 있으며, 이렇게 유도된 Morphology Model를 기술하면 다음과 같다(Cho, 2019A).

$$\frac{\partial h}{\partial t} = -\frac{1}{1 - e_d} \nabla \cdot q \quad (40)$$

상기식은 Exner 방정식 형태로, 여기서 e_d 는 공극률, q_b 는 횡단표사 이송량을 각각 나타낸다. 식(40)의 횡단 표사량 q 는 식(2)에 기 정의된 바 있다.

5. 파랑모형

본 연구에서는 가용한 맹방 해변 유속 관측자료의 부재로 인한 어려움을 해결하기 위해 맹방 해변에서의 비선형 천수과정을 수치 모의하였으며, 수치모의에는 천수과정 중 쇄파역에서 예외 없이 관측되는 왜곡되고 왜도된 파형의 기술이 가능한 것으로 알려진 주파수 영역 Boussinesq Eq. (Frelich and Guza, 1984)을 활용하였으며, 이를 기술하면 다음과 같다.

$$\zeta = \frac{1}{2} \left(\sum_{n=1}^N A_n e^{in(kx - \omega t)} + c.c. \right) \quad (41)$$

$$A_{ny} + \frac{h_y}{4h} A_n - \frac{in^3 k^3 h^2}{6} A_n + \frac{3ink}{8h} \left(\sum_{i=1}^{n-1} A_i A_{n-i} + \sum_{i=1}^{N-n} A_i^* A_{n+1-i} \right) = -\alpha_n A_n \quad (42)$$

여기서, ζ 는 해수면 변위, u 는 유속, A_n 은 비선형 파동계를 구성하는 n 번째 성분파의 진폭, $i = \sqrt{-1}$ 는 단위 복소수, $c.c.$ 는 공액 복소수, k 는 파수, ω 는 각 주파수, h 는 수심, 아래첨자 y 는 연안방향으로의 미분 연산자를 각각 나타낸다.

식(42)의 우변 항은 쇄파로 인한 에너지 소산을 의미하며 에너지 소산계수 α_n 은 Mase와 Kirby(1992), Cho와 Lee(2003)에 따르면 다음과 같이 기술될 수 있다.

$$\alpha_n = FA + (1 - F)A \left(\frac{\omega_n}{\omega_p} \right)^2 \frac{\omega_n^2 \sum_{n=1}^N |A_n|^2}{\sum_{n=1}^N \omega_n^2 |A_n|^2} \quad (43)$$

여기서, ω_p 는 침두 주파수, ω_n 는 n 번째 성분파의 각 주파수, F 는 가중계수로 $F = 1$ 인 경우 쇄파로 인한 에너지 소산은 주파수와 무관하나 $F < 1$ 인 경우 쇄파로 인한 에너지 소산은 주파수에 종속하며 $F = 0.1$ 인 경우 쇄파역에서 관측되는 왜도된 파동계를 모의할 수 있는 것으로 보고된 바 있다.

계수 $A(x)$ 는 다음과 같이 정의되며

$$A(x) = \frac{3\sqrt{\pi}D^3 \omega_p H_{rms}^5}{4\sqrt{gh}\gamma^4 h^5} \quad (44)$$

여기서, H_{rms} 는 root mean square 파고, D 와 γ 는 각각 1과 0.6의 값을 지니는 계수를 나타낸다. 저면 마찰로 인한 감쇄는 다음 항을 추가하는 경우 기술이 가능하며,

$$\frac{1+i}{2h} n^2 k^2 \left(\frac{2\nu}{n\omega} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{2h}{b} \right) A_n \quad (45)$$

여기서 ν 는 동점성계수, b 는 수로 폭을 각각 나타낸다.

저면 인근 $z = \delta$ 에서 유속 u_b 는 다음과 같이 정의되는 분산 관계식과

$$\omega^2 = gk \tanh kh \quad (46)$$

천해역이라는 가정으로부터 다음과 같이 기술될 수 있다.

$$\begin{aligned} u &= \frac{\omega \zeta}{\sinh kh} \\ &= \frac{\omega \zeta}{kh} \\ &= c \frac{\zeta}{h} \end{aligned} \quad (47)$$

6. 예비 수치모의 및 결과

횡단 표사량 산출에 필요한 저류, 왜도, 침도의 쇄파역에서의 진화과정이 주파수 영역 Boussinesq Eq.(Frelich and Guza, 1984; Mase and Kirby, 1992; Cho and Lee, 2003)에 기초하는 경우 충분한 정도로 모의가 가능한 지 여부를 살펴보기 위해 단조해안에서의 비선형 천수과정과 해빈변형을 예비 수치 모의하였다.

6.1 파랑변형

수치모의에 사용된 수치수조는 Fig. 5에 도시하였으며 해변 경사는 맹방 해변의 지형 특성을 반영하여 1:30으로 선정하였다. 수치모의에 사용된 파랑조건이 단파에서부터 외중력 파까지를 아우르고 있어 쇄파역 폭이 상당하다는 사실을 고려하여 천수구간은 342.5 m로 선정하였다[Fig. 5 참조].

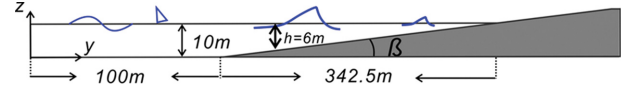


Fig. 5. Numerical wave flume.

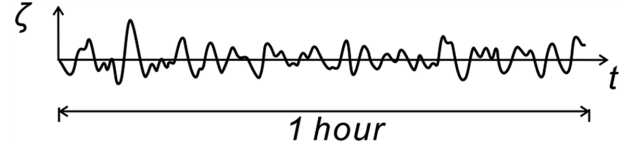


Fig. 6. Schematic sketch of individual waves occurring during unit segment (1 hr) of the long term measurement of significant wave height.

장기파랑 관측 자료는 한 시간 간격으로 유의파고와 침두 주기 등이 시계열 자료의 형태로 제공되나, 이 경우 한 시간씩 이격된 각 구간 내에서는 파랑에 내재된 불규칙성으로 인해 상당히 다양한 개별 파랑이 발생하기 마련이다[Fig. 6 참조]. 이러한 파랑에 내재된 불규칙성을 반영하기 위해 입사 파랑은 맹방해변 전면 해역에서 관측된 유의파고 H_s 와 침두 주기 T_p 로부터 JONSWAP(Joint North Sea Wave Project) 스펙트럼을 한 시간 간격으로 특정하고, 이렇게 선정된 스펙트럼으로부터 이십 개의 성분파($\Delta f = 0.02$ Hz)로 구성된 불규칙 파랑으로 조파하였다.

JONSWAP 스펙트럼을 기술하면 다음과 같으며,

$$S_\zeta(\omega) = \frac{\alpha_p H_s^2}{T_p^4 f^5} \exp\left(-\frac{5}{4} \frac{1}{T_p f^4}\right) \gamma \exp\left[-\frac{(T_p f - 1)^2}{2\sigma^2}\right] \quad (48)$$

이 경우 첫 번째 성분파의 주기는 $T = 50$ s로 외중력파에 해당되며, 식(48)에서 f 는 주파수[Hz], γ 는 침두 증강계수, α_p 는 Phillips 계수를 나타내며 다음과 같이 기술될 수 있다.

$$\alpha_p = \frac{0.0624}{0.230 + 0.0336\gamma - \frac{0.185}{1.9 + \gamma}} \quad (49)$$

실해역의 경우 γ 는 1~6 사이, α_p 는 0.0081~0.1 사이에 분포한다. γ 와 α_p 가 각각 1과 0.0081의 값을 지니는 경우는 완전히 발달된 풍성파군에 해당되며 조파수조에서는 이보다 큰 값이 관측된다. σ 는 band width parameter를 나타내며 다음과 같이 정의된다.

$$\sigma = \begin{cases} 0.07 & \text{for } f \leq 1/T_p \\ 0.09 & \text{for } f > 1/T_p \end{cases} \quad (50)$$

우리나라 동해안의 경우 반시계 방향으로 틀어진 형상의 동해에 노출되어 있어 취송거리가 우월한 방위가 한정되는 지형 특성으로 다양한 주기의 너울이 관측되며, 이러한 너울의 점유율은 80%를 상회한다(Cho and Kim, 2019). 너울의 성격은 생성과정과 이송 이력에 의해 결정되며, 따라서 너울 스펙트럼의 보편적 형태는 특정할 수 없다는 의견이 다수를 이

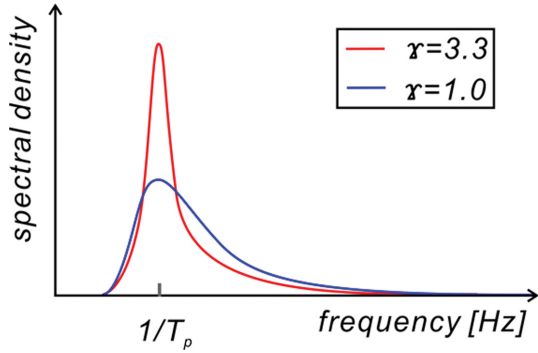


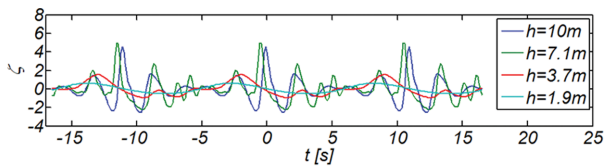
Fig. 7. Variation of JONSWAP spectrum as peak enhancement parameter γ varies.

루나, 풍속이 잦아들면 너울의 군속도는 풍속을 상회하므로, 대기의 에너지가 해수로 유입될 수 없다. 또한 단주기 파랑은 느린 파속으로 파군으로부터 분리되어 후행하여, 파랑 에너지는 침두 주파수 인근에 집중된다. 이상의 논의를 토대로 침두 주파수 인근 협대역에 파랑에너지가 집중되는 너울의 특성을 고려하여 본 논문에서는 침두 증강계수를 $\gamma=3.3$ 으로 취하였다[Fig. 7 참조].

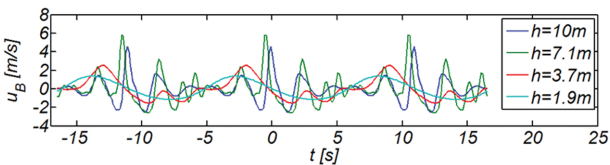
Fig. 8(a)에는 고파랑($H_s = 8\text{ m}$, $T_p = 11\text{ s}$)을 대상으로 수치모의에서 관측된 $h = 10\text{ m}$, 7.1 m , 3.7 m , 1.9 m 에서의 해수면 변위 ζ 를, Fig. 8(b)에는 저면 인근에서의 유속 u_B 시계열 자료를 각각 도시하였다.

먼저 천수에 따른 파고의 성장이 눈에 띄며($h = 7.1\text{ m}$), 천수에 수반되는 공진성 상호작용으로 파동계에 출현하는 고차 조화 성분으로 인해 파형이 왜도되는 현상이 상당한 정도로 모의되는 것을 알 수 있다($h = 7.1\text{ m}$). 파고의 성장이 임계치 $H/h = 0.79$ 에 달하는 경우 수반되는 쇄파를 겪으면서 단파가 지나는 파랑에너지는 상당량 소산되어 $h = 3.7\text{ m}$ 에서는 장주기 성분이 보다 확연하게 관측되며, 이러한 경향은 천수가 진행됨에 따라 더욱 짙어지는 것을 알 수 있다($h = 1.9\text{ m}$).

수치 모의된 저면 인근에서의 유속 u 의 시계열자료에서도



(a) Comparison of water surface profile at varying stages of the shoaling process of random waves



(b) Comparison of near bottom velocity at varying stages of the shoaling process of random waves

Fig. 8. Comparison of water surface profile and near bottom velocity at varying stage of shoaling process of random waves [$H_s = 8\text{ m}$, $T_p = 11\text{ s}$].

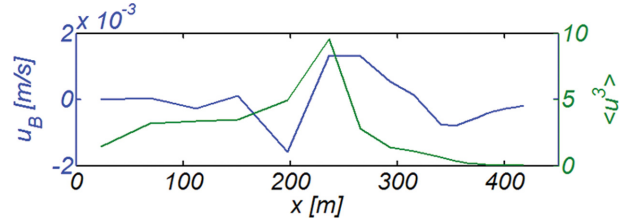


Fig. 9. Evolution of mean near bottom velocity u_B and skewness as random waves proceeds toward the beach [$H_s = 8\text{ m}$, $T_p = 11\text{ s}$].

해수면 변위와 유사한 거동을 찾아볼 수 있으며, 파형의 전면부와 후면부의 비대칭 정도를 나타내는 왜도는 2장에서 살펴 보았듯이 표사이송 방향을 결정하는 중요한 물리량으로, 쇄파역에서 흔히 관측되는 치근 모양의 파형과 구속 모드의 외 증력파가 모의되었다는 것은 상당히 고무적인 결과로 보인다. 이러한 결과는 Frelich와 Guza(1984)에 의해 개발되고, Mase와 Kirby(1992), Cho와 Lee(2003)에 의해 그 적용범위가 쇄파역으로 확대된 주파수 영역 Boussinesq Eq.이 횡단 표사량에 대한 정보를 제공하는 하나의 platform으로 기능할 수 있다는 것을 시사한다.

Fig. 9에는 전 천수과정에서 관측된 저면 인근 유속 u_B 의 주기 평균치와 왜도의 진화과정을 도시하였으며, Fig. 10에는 비교를 위해 Cnoidal waves를 대상으로 한 수치모의에서 관측된 $h = 9.4\text{ m}$, 8.6 m , 7.9 m , 7.1 m , 6.3 m , 5.2 m 에서의 저면 인근 유속 u_B 의 시계열 자료를 도시하였다. 왜도 ($\langle u^3 \rangle$)는 쇄파선에 근접하면서 급격하게 증가하나 쇄파 후 현저하게 감소하며 이러한 경향은 Fig. 8(b)에서도 어느 정도 예견할 수 있으며 쇄파 발생 시 단파가 지나는 파랑에너지가 먼저 소산되며, 왜 증력파와 같은 장파는 쇄파로부터 비교적 자유로워 발생하는 것으로 보인다. 저면 인근 유속 u_B 평균치의 경우 쇄파역 내에서 값은 그리 크지 않으나 해안방향으로 진행하는 것으로 모의되었으나, 이는 단색파를 대상으로 해안 공학계에 기 알려진 거동과는 상당한 차이를 세우는 것으로 보인다. 전술한 저면 인근 유속 u_B 평균치의 쇄파역 거동이 불규칙 파동계의 일반적인 특징인지, 혹은 우연한 경우인지를 판단하기 위해서 점유율이 80%를 상회하는 너울($H_s = 2\text{ m}$, $T_p = 7\text{ s}$)을 대상으로 한 수치모의를 추가적으로 수행하였다. Fig. 11(a)에는 수치 모의된 $h = 10\text{ m}$, 7.1 m , 3.7 m , 1.9 m 에서의 해수면 변위 ζ 를, Fig. 11(b)에는 저면 인근에서의 유속 u_B

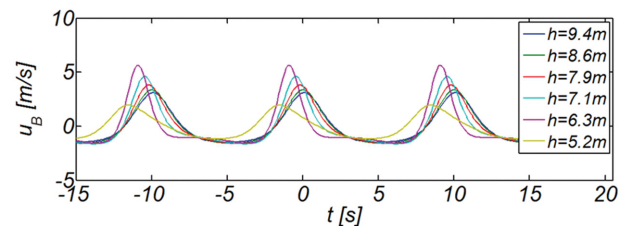
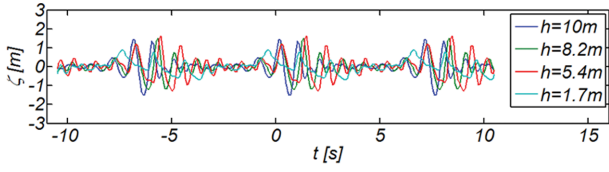
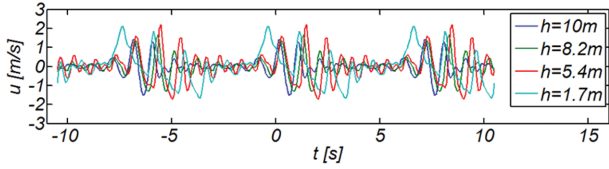


Fig. 10. Comparison of near bottom velocity at varying stages of the shoaling process of Cnoidal waves.



(a) Comparison of water surface profile at varying stages of the shoaling process of random waves



(b) Comparison of near bottom velocity at varying stages of the shoaling process of random waves

Fig. 11. Comparison of water surface profile and near bottom velocity at varying stage of shoaling process of random waves [$H_s = 2$ m, $T_p = 7$ s].

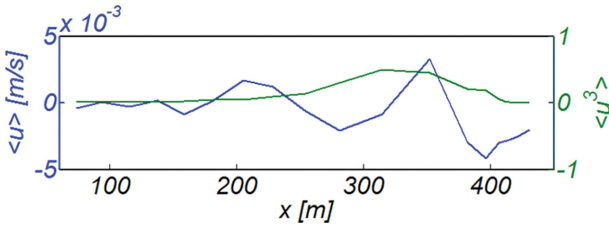


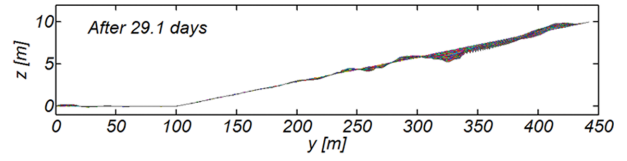
Fig. 12. Evolution of mean near bottom velocity and skewness as random waves proceeds toward the beach [$H_s = 2$ m, $T_p = 7$ s].

시계열 자료를 각각 도시하였으며, Fig. 12에는 저면 인근 유속 u_B 의 주기 평균치와 왜도의 진화과정을 도시하였으며, 너울을 대상으로 한 수치모의에서도 고파랑을 대상으로 한 수치결과와 유사하게 거동하는 것을 확인할 수 있다.

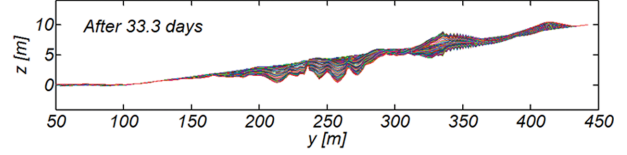
6.2 해빈 변형

본 논문에서 수행된 해빈 변형 수치모의 과정을 단계별로 정리하면 다음과 같다.

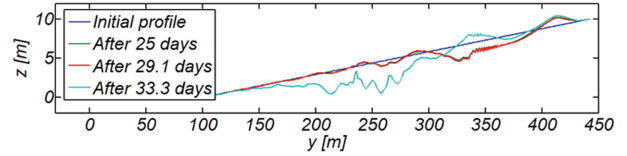
- I. 먼저 맹방해변 전면해역에서 관측된 파랑자료로부터 한 시간 간격으로 유의파고와 침두 주기를 수정하고(Fig. 24 참조), 수정된 유의파고와 침두 주기를 활용하여 JONSWAP 스펙트럼을 특정하고, 이어 특정된 JONSWAP 스펙트럼으로부터 Monte Carlo 모의 기법을 사용하여 이십 개의 성분파 [$\Delta f = 0.02$ Hz]로 구성된 불규칙 파랑 조파
- II. 이렇게 모의된 불규칙 파동계를 대상으로 주파수 영역 Boussinesq Eq.(Frelich and Guza, 1984)을 파랑모형으로 한 맹방해변에서의 비선형 천수과정 수치모의
- III. 수치모의 된 불규칙 파동계로부터 맹방해빈 이산화 과정에 사용된 총 2319개의 절점에서 횡단 표사량 산출에 필요한 $\langle |u|^2 u \rangle$, $\langle |u|^3 \rangle$, $\langle |u|^3 u \rangle$, $\langle |u|^5 \rangle$ 에 대한 정보를 구하고
- IV. 전술한 유동적률과 식(2)로부터 횡단 표사량 산출
- V. 이렇게 구한 횡단 표사량을 사용하여 식(40)에 정의된 지



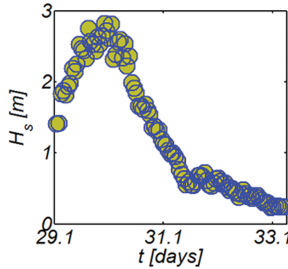
(a) Evolution of beach profile after being exposed to random waves for 29.1 days



(b) Evolution of beach profile after being exposed to random waves for 33.3 days



(c) Comparison of beach profile after being exposed to random waves for 25, 29.1 and 33.3 days



(d) Time series of significant wave height during 29.1- 33.3 days

Fig. 13. Evolution of beach profile after being exposed to random waves for 33.3 days.

형모형을 수치 해석하여 해빈 높이 수정

전술한 과정은 매시간 반복되며, Fig. 13(a), (b), (c)에는 수치 모의된 beach profile을 순차적으로 도시하였으며[RUN1], (d)에는 수치결과의 이해를 돕기 위해 유의파고 시계열 자료를 정리하였다. 수치모의가 시작된 처음 29.1일 동안 너울이 지배적인 해양환경[Fig. 24 참조]으로 인해 해빈은 완만한 변형을 겪으며, 이러한 변형은 전빈[fore shore]에서 진행되는 퇴적, 외빈[inshore]에서의 침식으로 구성되며 원빈[offshore]에서 형성되는 사주도 관측된다. 이 후 4일 동안은 [29.1~33.3 days] 상대적으로 큰 파랑[Fig. 13(d) 참조]으로 인해 해빈은 상당한 변화를 겪으며 전빈에서의 퇴적은 미세하게 확대되며, 외빈에서는 사주가 형성되었으며, 원빈에서는 상당한 침식이 진행되는 것을 관측할 수 있다. 전술한 해빈 거동은 너울이 지배적인 해양환경에서는 퇴적이 우세하며, 이러한 퇴적으로 인해 전빈 경사는 급해진다는 해안 공학계의 정설과 그 결을 같이한다.

비교를 위해 관측된 유의파고, 침두주기와 동일한 파고와 주기를 지니는 등가 Cnoidal waves을 대상으로 한 수치모의도 병행하여 수행하였으며[RUN2], Fig. 14에는 수치 모

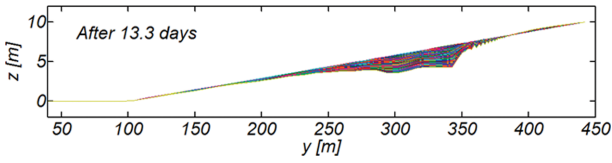


Fig. 14. Evolution of beach profile after being exposed to the equivalent Cnoidal waves for 13.3 days.

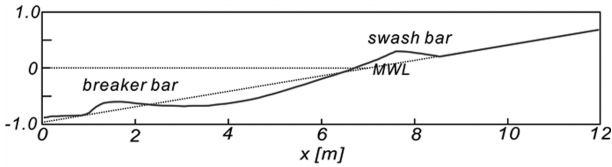
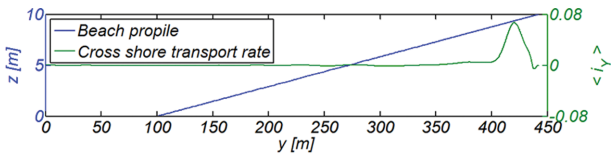
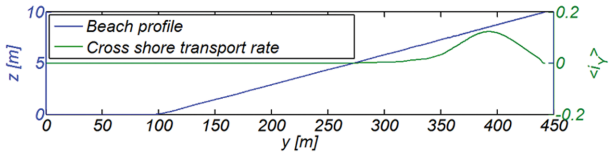


Fig. 15. Morphology change after being exposed to wave attack of $T = 5$ s, and $H_o = 0.25$ m for 5000 s [from Dodd et al. (2008)].



(a) for the case of random waves of $H_s = 0.35$ m and $T_p = 4.85$ s

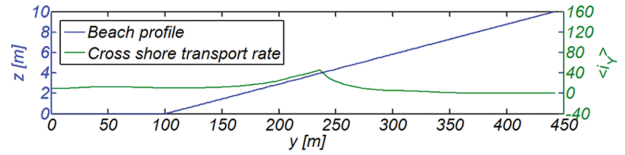


(b) for the case of equivalent Cnoidal waves of $H_s = 0.45$ m and $T_p = 4.61$ s

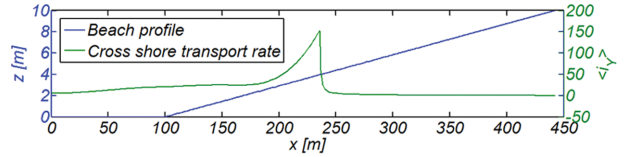
Fig. 16. Comparison of sediment transport rate across the shore for random waves with the one for the equivalent Cnoidal waves [$H_s = 0.45$ m, $T_p = 4.61$ s].

의된 beach profile을 순차적으로 도시하였다. 해변은 파랑에 내재한 불규칙성을 고려한 RUN1과는 상당히 상이한 거동을 보이는 것을 알 수 있으며, 전빈에는 미세한 퇴적이, 외빈과 원빈에서는 상당한 침식이 진행되거나 침식되는 양은 너울이 지배적인 해양환경을 고려하면 상당히 과다해 보인다. Fig. 15에는 비교를 위해 Dodd et al.(2008)이 수행한 실험에서 관측된 지형변화를 수록하였으며, RUN1에서 관측되는 swash bar와 breaker bar와 유사한 지형변화를 찾아볼 수 있다.

이상의 수치모의를 통해 등가 비선형 규칙파로 해석하는 경우 수치모의 된 해변 형상은 파랑에 내재한 불규칙성이 고려된 경우와는 현저히 상이하게 거동하는 것을 알 수 있다. 이러한 차이를 만드는 기작을 보다 확연하게 드러내기 위해 Fig. 16, 17에는 RUN1, RUN2에서 관측된 횡단방향 표사 이송률 i_y 의 천수단계별 변화를 도시하였으며, 파랑조건은 점유율이 80%를 상회하는 너울에서 구현되는 해변의 자기 치유과정을 확인하기 위해 $H_s \approx 0.4$ m, $T_p \approx 4.5$ s 내외로 선정하였으며, 이어 짧은 기간에 대규모 침식이 발생하는 고 파랑이라는 해양환경



(a) for random waves of $H_s = 4.5$ m and $T_p = 10.24$ s



(b) for the equivalent Cnoidal waves of $H_s = 4.5$ m and $T_p = 10.24$ s

Fig. 17. Comparison of sediment transport rate across the shore for random waves with the one for the equivalent Cnoidal waves [$H_s = 4.5$ m, $T_p = 10.24$ s].

에서의 거동차이를 비교하기 위해 $H_s = 4.5$ m, $T_p = 10.24$ s에 대해서도 살펴보았다.

너울의 경우 Fig. 16에서 알 수 있듯 최대 이송률은 $0.1 \text{ m}^3/\text{m/s}$ 내외로 RUN1, RUN2에서 비슷하게 관측되거나 유의미한 이송률이 발생하는 영역은 RUN2에서 보다 넓게 분포하는 것으로 관측된다. 또한, 최대 표사 이송률은 RUN1의 경우 RUN2보다 해안선에 보다 근접해서 발생하는 것으로 보인다. 표사이송 방향은 RUN2의 경우 해안 방향이 지배적이거나, RUN1에서는 먼 바다 방향의 표사 이송도 간헐적으로 관측된다. 이에 비해 발생 횟수가 년 수회에 불과한 연 최대 고 파랑이라는 해양환경을 등가 비선형 규칙파 [Cnoidal waves, RUN2]로 해석하는 경우 최대 이송률 $\langle i_y \rangle_{MAX}$ 는 $150 \text{ m}^3/\text{m/s}$ 내외로 불규칙 파랑[RUN1]에서 관측된 $50 \text{ m}^3/\text{m/s}$ 의 세 배에 달할 만큼 지나치게 과다하게 모의되는 것으로 판단되며[Fig. 17 참조], 이렇게 지나치게 크게 모의된 이송률로 인해 RUN2에서 관측되는 외빈과 원빈의 과다한 침식이 야기되는 것으로 판단된다. 이상의 논의를 종합하면 파랑에 내재한 불규칙성으로 인해 단위 관측구간인 1 hr 동안에는 다양한 성격의 파랑들이 혼재하기 마련으로 보다 설득력 있는 해안선 관리를 위해서는 전술한 불규칙성은 지형모형에 반드시 고려되어야 할 것으로 판단된다.

7. 해안선 변화 수치모의

본 논문에서 제안된 횡단표사 모형의 정량적 검증과 표사 이송과 관련된 free parameter K [식(52) 참조]를 최적화하기 위해 맹방해변에서의 년 간 해안선 변화를 수치모의 하였으며, 수치모의의 검증과정에는 2017.3.11, 4.5, 5.21, 6.8, 7.17, 10.26, 11.7, 11.26, 12.22, 2018.1.22, 3.14에 실측된 해안선 위치가 활용된다[Fig. 18 참조].

7.1 해안선 모형(One Line Model for shore line)

수치모의는 파랑에 의한 연안표사에 횡단표사가 더해져 결

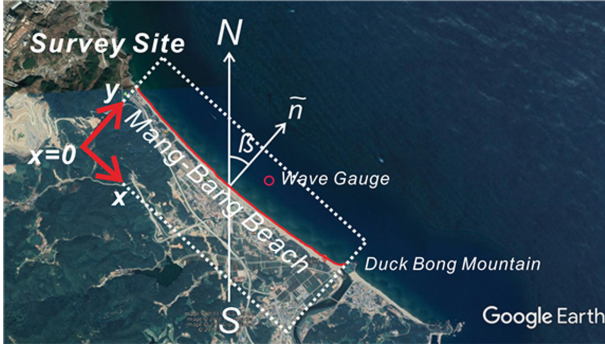
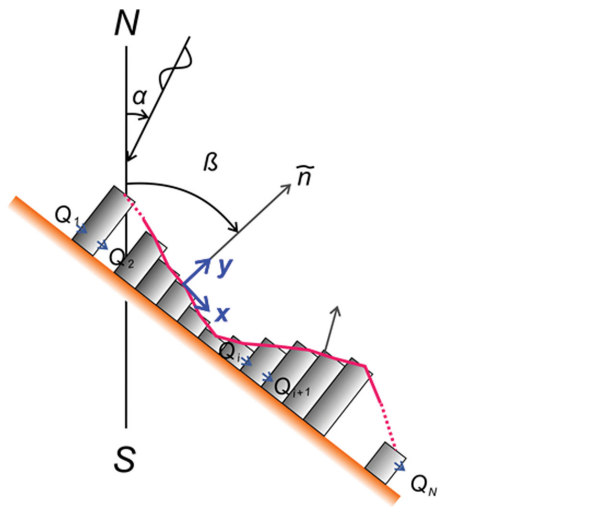
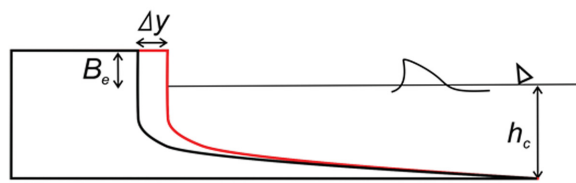


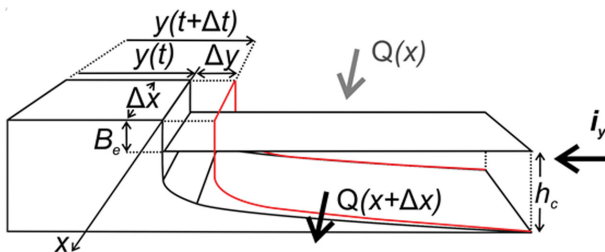
Fig. 18. Layout of Mang-Bang beach, the location of wave gauge and survey site, and the definition sketch of global co-ordinate system and local coordinate system [x-y] (from Google Earth).



(a) Definition sketch of the global coordinate system [N, S], local coordinate system [x, y], and the outward normal vector \vec{n} at the shore line



(b) Definition sketch of berm height B_e and closure depth h_c



(c) Definition sketch of the sediment volume $\Delta y(B_e + h_c)$ for a shore line to advance by Δy

Fig. 19. Definition sketch of berm height B , a closure depth h_c , the global coordinate system (N, S), local coordinate system (x, y), the outward normal vector \vec{n} at the shore line, and the sediment volume $\Delta y(B_e + h_c)$ for a shore line to advance Δy .

과되는 해안선 전진 혹은 퇴각되는 양 Δy 는 표사 순유입량과 서로 균형을 이룬다는 개념을 이산화 된 해안선 단위격자에 적용하여 얻은 해안선 모형(One Line Model for shore line)에 기초하여 수행되었으며 해안선 모형을 기술하면 다음과 같다[Fig. 19 참조].

$$[y(t + \Delta t) - y(t)](B_e + h_c)\Delta x + [Q(x + \Delta x) - Q(x)]\Delta t - i_y \Delta x \Delta t = 0 \quad (51)$$

식(51)에서 $y(t)$ 는 해안선 위치, B_e 는 berm height, $Q(x)$ 는 연안 표사 이송률, i_y 는 횡단표사 이송률, h_c 는 closure depth를 각각 나타낸다. 수치모의 과정에서 closure depth는 파랑에 종속하는 것으로 해석하였으며, closure depth는 Shiled's parameter에 기반 한 Hallermeier(1978)의 해석모형을 활용하여 산출하였다(Cho et al., 2019).

Fig. 19에는 수치모의에 사용된 전체 좌표계와 국지 좌표계, 해안선 외향법선 벡터 \vec{n} , berm height B_e , closure depth h_c , 해안선이 Δy 만큼 전진하는 데 소요되는 표사량 $\Delta y(B_e + h_c)$ 의 정의도를 각각 도시하였다.

식(51)에서 횡단방향 표사 이송률 i_y 는 식(1)에 기술된 Bailard의 횡단 표사 모형으로부터 산출되며, 연안 표사량 Q 는 파랑에너지 유입률 $EC_e B$ 에 의해 결과 되는 것으로 해석하였다. 사용된 Energy flux 모형을 기술하면 다음과 같다(Komar and Inman, 1970; Kraus et al., 1982; Dean et al., 1982; Dean and Dalrymple, 2002).

$$Q = \frac{KH_o^{2.4} g^{0.6} T^{0.2} \cos^{1.2} \theta_o \sin \theta_o}{8(S-1)(1-P)2^{1.4} \pi^{0.2} \kappa^{0.4} \cos^{0.2} \theta_b} \quad (52)$$

여기서, K 는 계수, H_o 는 심해 입사파고, g 는 중력 가속도, T 는 주기, θ_o 는 심해 입사각도, S 는 표사 비중, P 는 공극율, $\kappa = 0.79$, θ_b 는 쇄파역에서의 입사 각도를 각각 나타내며 [Fig. 20 참조], 식(52)의 유도과정에는 Snell's Law가 활용되었다(Dean and Dalrymple, 2002).

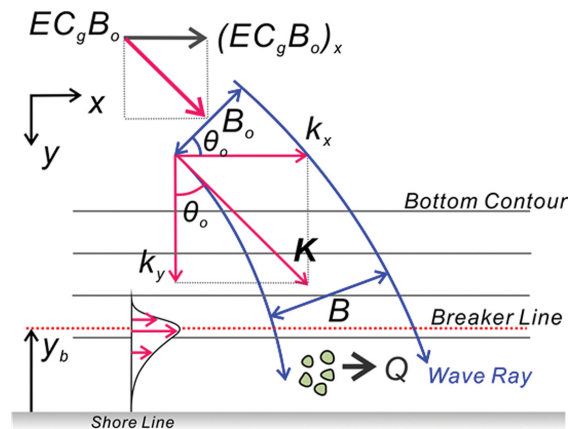


Fig. 20. Schematic sketch of mechanics underlying the Energy flux model for longshore sediment transport.

7.2 실측된 해안선

자연해안의 경우 해안선이 원호모양으로 먼 바다를 향해 번갈아가며 나가고 들어오는 beach cusp이 흔히 관측되며 전술한 beach cusp은 해빈의 대순환 과정을 구성하는 중요한 요소라는 사실에는 이의가 있을 수 없으나(Cho, 2019B), 본 논문에서 다루는 해안선 모형[One Line Model for shore line]에서는 beach cusp을 다룰 수 있는 별도의 장치를 지니고 있지 않다. 그러나 자연해안에서 출현하는 다양한 규모의 beach cusp은 synchronous edge wave에 의해 해빈표사가 재배치되어 형성되므로 총 해빈 면적은 본 논문에서 다루는 해안선 모형에 반드시 반영되어야만 한다(Guza, 1974). 이를 위해 먼저 총 11회에 걸쳐 실측된 해안선을 국지 좌표계로 mapping하고 mapping된 각각의 해안선을 quadratic 회귀 분석하여 평균 해안선을 도출하였으며, 이 경우 해빈 총 면적은 보존된다. Fig. 21에는 맹방해안에서 2017.3.11부터 2018.3.14 사이

에 관측된 해안선을 전체 좌표계에서 도시하였으며, 계절에 따른 해안선 변화가 상당하나 육안으로는 변화양상을 특정하기가 쉽지 않으나, 해빈 대순환 과정이 완성되는 일 년을 기준으로 하는 경우 맹방해빈 표사 계는 상당히 안정적인 해빈으로 보인다. Fig. 22에는 이해를 돕기 위해 국지 좌표계로 mapping된 실측 해안선과 quadratic 회귀분석을 통해 찾아낸 평균 해안선을 함께 도시하였으며, Fig. 23에는 2017.3.11, 4.5, 5.21, 6.8, 7.17, 10.26, 11.7, 11.26, 12.22, 2018.1.22, 3.14에 실측된 해안선 위치로부터 산출된 평균 해안선을 수록하였으며 분기별 변화 양상을 정리하면 다음과 같다:

A. 2017.3.11~2017.10.26

맹방해빈은 내륙으로 150 m 내외로 굴입된 원호형 해안을 지니며, 10월 말에 연이어 발생한 년 최대 고파랑이 내습한 직후인 2017.10.26에 실측된 해안선의 경우 침식으로 인해 맹

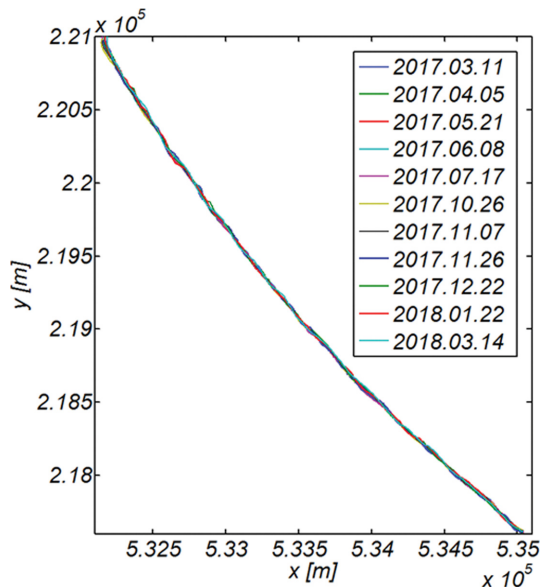


Fig. 21. Yearly variation of the measured shoreline at Mang-Bang beach from 2017.3.11 to 2018.3.14, in the global co-ordinate system.

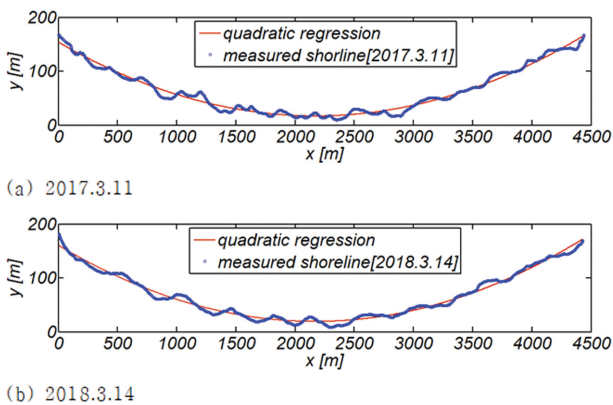
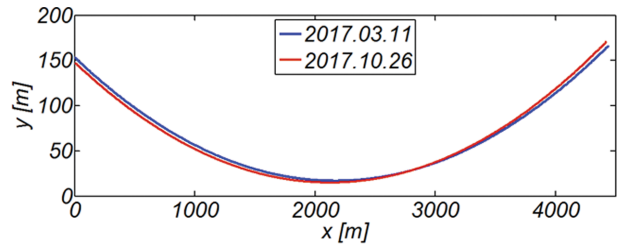
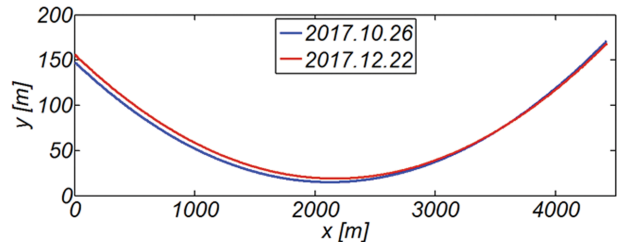


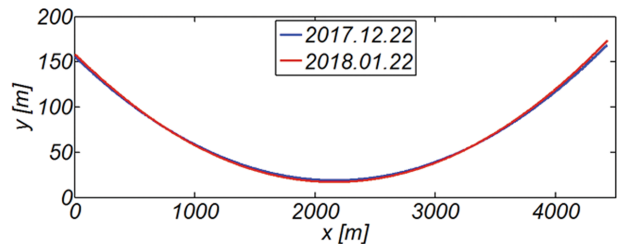
Fig. 22. Sampled mean shore-lines estimated by quadratic regression in local co-ordinates after mapping.



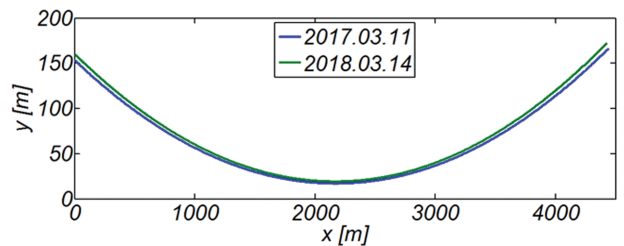
(a) 2017.3.11~2017.10.26



(b) 2017.10.26~2017.12.22



(c) 2017.12.22~2018.1.22



(d) 2017.3.11~2018.3.14

Fig. 23. Seasonal and yearly variation of measured shore line of Mang-Bang beach in local coordinates (see Fig. 18).

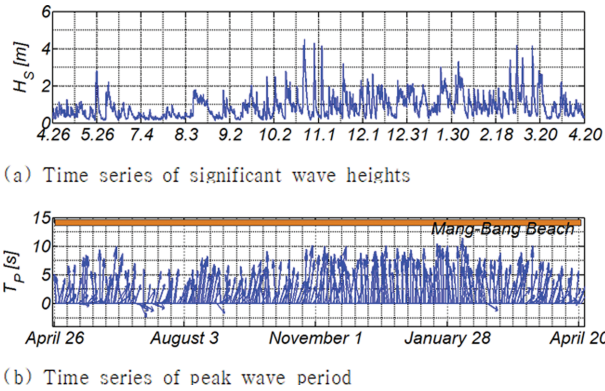


Fig. 24. Time series of significant wave height and its associated peak wave period for $\beta=41.6^\circ$ [modified from Cho and Kim (2019)].

방해빈 중앙에서 북단까지는 20 m 내외로 균일하게 퇴각하였다. 이에 반해 맹방해빈 중앙에서 남단[덕봉산, Fig. 18 참조]까지는 15 m 내외로 균일하게 전진하였다.

B. 2017.10.26.~2017.12.22

이 기간에는 비교적 온화한 파랑이 우월한 해양환경과 해안에 영의 영각[angle of attack]으로 유입되는 파향이 상당 기간 유지된다[Fig. 24 참조]. 이러한 해양환경에서는 파랑의 왜도와 경계층 streaming에 의해 장기간에 걸쳐 해안으로 회귀하는 표사가 지배적이며, 이로 인해 10월 말에 연이어 내습한 최대 고파랑에 의해 침식된 해안이 복원되었다. 맹방해빈 중앙에서 북단까지는 30 m 내외로 균일하게 전진하였으며, 맹방해빈 남단 인근에서는 미세한 퇴각이 관측된다.

C. 2017.12.22.~2018.1.22

해양환경은 전 분기[2017.10.26.~2017.12.22.]와 큰 변화 없이 유지되었다[Fig. 24 참조]. 맹방해빈 남단, 북단 인근에서는 해안선이 미세하게 전진하였으며, 맹방해빈 중앙 인근에서는 미세하게 퇴각하였다.

D. 2017.3.11.~2018.3.14.

10월 말에 연이어 내습한 최대 고파랑[Fig. 24 참조]에 의해 침식된 해안은 동절기와 춘절기의 너울에 의해 장기간에 걸쳐 복원되는 일 년에 걸친 대순환 과정을 거쳐 맹방해안 남단과 북단에서는 18 m, 맹방 해안 중앙부에서는 2.4 m 내외로 전진하였으며, 이러한 결과는 맹방해빈은 안정적인 표사계라는 파랑 장미도에 근거한 Cho와 Kim(2019) 해석결과에서도 공유된다.

7.3 수치결과

Fig. 25에는 수치모의 된 해안선을 전체 좌표계에서 분기별로 정리하였으며, Fig. 26에는 분기별 변화추이를 보다 확연하게 드러내기 위해 수치모의 된 해안선을 국지 좌표계[Fig. 18, 19 참조]에 도시하였으며, 비교를 위해 표사이송과 관련된 free parameter K [식(52) 참조]에 변화를 주어 모의된 해안선도 함께 수록하였다. 모의 결과 맹방 표사계의 경우 최

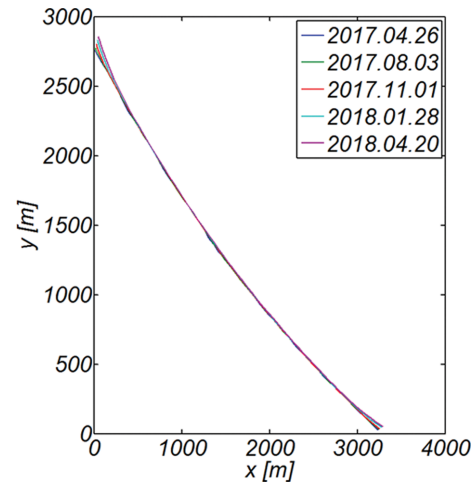
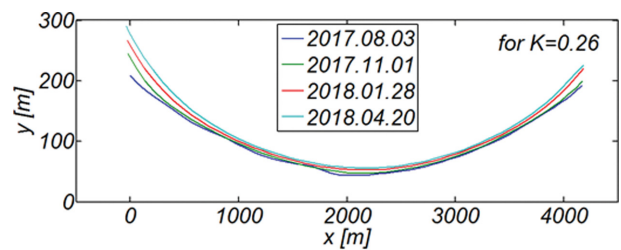
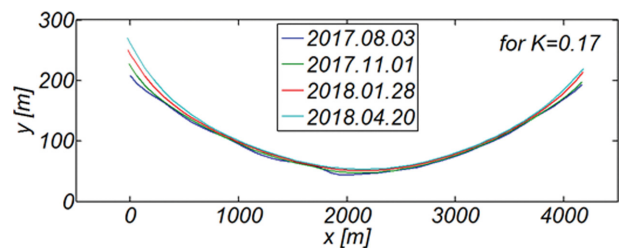


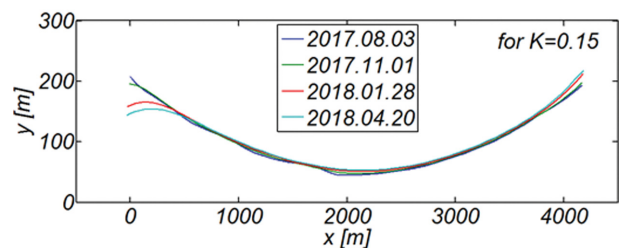
Fig. 25. Numerically simulated shore line of Mang-Bang beach with $K=0.17$ in global co-ordinates (see Fig. 18).



(a) $K=0.26$



(b) $K=0.17$



(c) $K=0.15$

Fig. 26. Comparison of numerically simulated shore line of Mang-Bang beach with varying K in local coordinates (see Fig. 18).

적화된 K 는 0.17로 보이며, 이 경우 10월 말에 연이어 내습한 최대 고파랑에 의해 침식된 해안이 동절기와 춘절기의 너울에 의해 오랜 기간에 걸쳐 복원되는 대순환 과정을 거쳐 맹방해안 남단과 북단에서는 18 m, 맹방 해안 중앙부에서는 2.4 m 내외로 전진하는 해안선 거동에 근접한 결과를 얻을 수 있었다.

8. 결 론

해빈안정화 공법 최적화 과정에서 혹은 해안선 관리라는 측면에서 각 해빈의 주 표사이송 모드와 모드별 년 표사 이송량에 관한 정보는 상당한 공학적 가치를 지닌다. 현재 우리나라 해안공학계에서는 연안표사의 경우 Energy Flux 모형으로 상당한 정도의 모의가 가능하다는 합의가 이루어진 것으로 보이나, 횡단표사의 경우 이론의 여지가 여전히 상당하다. 이러한 논란의 상당부분은 현재 가용한 횡단표사 모형 개발 과정에 사용된 파랑, 표사 이송률 관측 자료가 생성된 미 California Torrey Pines 해안과 달리 반 폐쇄되고 반시계 방향으로 틀어진 모양의 우리나라 동해의 지형적 특성상 풍성 파 성장은 취송거리에 의해 제한되며, 이로 인해 동해안에서는 상당히 다양한 성격의 너울이 관측된다는 사실에 기인하는 것으로 보인다.

우리나라 동해안의 경우 너울의 점유율이 80% 이상이며, 너울이 지배적인 해양환경에서는 경계층 streaming 등에 의해 표사가 해안 방향으로 향한다는 사실을 고려하면 횡단표사 모의과정에 우리나라 동해안에 출현하는 파랑특성이 반영되는 경우 전술한 논란의 상당부분은 해소될 것으로 기대된다. 또한 현재 우리나라에서 운영 중인 대부분의 지형모형에서는 단위 파랑 관측기간인 1 hr 내에서 출현하는 불규칙 파랑은 등가 유의파고와 침두 주기를 지니는 비선형 규칙파로 해석되어 왔으나, 이 경우 비선형 규칙파를 구성하는 고차 성분파랑은 모두 구속모드로 해석되며, 이는 과도한 표사 이송률로 이어질 수 있어 불규칙 파랑을 등가 비선형 규칙파로 해석하는 관행도 전술한 논란에 상당한 기여를 한 것으로 보인다.

이상의 논의를 종합하면 난개발로 인해 상당한 침식이 진행되고 있는 우리나라 동해안 해빈의 최적 대응 방안을 마련하기 위해서는 각 해빈별 주 표사이송 모드와 모드별 년 표사 이송량에 관한 정보를 제공할 수 있는 platform이 필요해 보이나, 그 동안 횡단 표사량 모형에 관한 합의가 이루어지지 않아 platform 구축에 상당한 어려움을 겪은 것을 알 수 있다. 그러나 왜도, 침도와 같은 저면 경계층 정점에서의 유속 적률과 이로 인해 결과 되는 표사 이송량 간의 인과 관계는 Meyer-Peter와 Mueller(1948)의 연구 이후 해안공학계에서 정설로 받아들여진다는 사실을 상기하면 전술한 어려움의 상당부분은 전술한 유속 적률 산정 과정에 우리나라 동해안에서 관측되는 파랑특성이 반영되는 경우 해결될 수 있을 것으로 판단되며, 이 과정에서 단위 관측기간에 발생하는 불규칙 파랑을 동일한 유의파고와 침두 주기를 지니는 등가 비선형 규칙파로 해석되는 관행은 지양되어야 할 것으로 판단된다.

이러한 시각에서 본 논문에서는 먼저 우리나라 동해안에서 관측되는 파랑특성이 반영된 횡단표사 모형을 개발하기 위해 맹방해변에서 일 년에 걸쳐 한 시간 간격으로 관측된 전 파랑자료를 대상으로 맹방해변에서의 비선형 천수과정을 수치

모의 하고, 횡단표사 산출에 필요한 경계층 정점에서의 유속 자료 년 시계열 자료를 구하였다. 파랑모형으로는 쇄파역에서 예외 없이 관측되는 왜곡되고 왜도된 파형의 기술이 가능한 것으로 알려진 주파수 영역 Boussinesq Eq.(Frelich and Guza, 1984; Mase and Kirby, 1992; Cho and Lee, 2003)을 활용하였다. 이어 최종 개발된 횡단표사 모형 검증에 위한 해빈변형 수치실험도 병행하였으며, 수치모의는 소류사 순이송량과 부유사 형태의 침퇴적량 사이에 균형을 이루지 못하는 경우 해저면 높이에는 변화가 발생한다는 표사수지 개념을 이산화 된 단위격자에 적용하는 경우 얻을 수 있는 Exner 방정식 형태의 Morphology Model에 기초하여 수행하였다. 이 과정에서 단위 관측기간인 1 hr 내에서 출현하는 파랑의 불규칙성을 고려하기 위해 천수과정 수치모의는 침두 주파수 인근 협대역에 파랑에너지가 집중되는 우리나라 동해안 너울의 특성을 고려하여 침두 증강계수가 $\gamma=3.3$ 인 JONSWAP 스펙트럼으로부터 Random Phase method를 활용하여 모의된 불규칙 파동계를 대상으로 수행하였으며, 비교를 위해 불규칙 파랑을 등가 비선형 규칙파로 해석한 수치모의도 병행하여 수행하였다.

또한 쇄파역에서 표사를 해안방향으로 향하게 하는 것으로 알려진 외중력파가 횡단표사에 미치는 영향을 살펴보기 위해 JONSWAP 스펙트럼은 이십 개의 성분파($\Delta f=0.02$ Hz)로 분할하였으며, 이 경우 불규칙 파동계를 구성하는 첫 번째 성분파의 주기는 50 s 내외로 외중력파에 해당된다. 모의결과 너울이 지배적인 해양환경에서는 퇴적이 우세하였으며, 이러한 퇴적으로 전빈 경사가 급해지는 것을 확인 할 수 있었다. 이러한 해빈 거동은 그 동안 알려진 해안 공학계의 정설과 그 결을 같이하며, 또한 우리의 추정대로 연 최대 고파랑을 등가 비선형 규칙파[Cnoidal waves]로 해석하는 경우 연안표사 최대 이송률은 불규칙 파랑으로 해석하는 경우에 비해 최대 세 배에 달하는 것으로 모의되었으며, 이렇게 지나치게 크게 모의된 이송률로 인해 외빈과 원빈이 과도하게 침식되는 것을 확인할 수 있었다.

이상의 모의결과를 종합하면 파랑에 내재한 불규칙성으로 인해 단위 관측기간인 1 hr 동안에는 다양한 성격의 파랑들이 혼재하기 마련으로 보다 설득력 있는 해안선 관리 혹은 해빈 안정화 공법 최적화 과정에서 전술한 파랑의 불규칙성은 지형모형을 다루는 과정에서 반드시 고려되어야 할 것으로 판단된다. 또한 표사 이송과 관련된 free parameter K 의 최적화를 위해 맹방해변의 2017.4.26부터 2018.4.20까지의 해안선 변화를 수치모의 하였으며, 최적화 과정에는 2017.3.11, 4.5, 5.21, 6.8, 7.17, 10.26, 11.7, 11.26, 12.22, 2018.1.22, 3.14에 실측된 해안선 위치를 활용하였다. 해안선 변화 수치 실험은 파랑에 의한 연안 표사에 횡단 표사가 더해져 결과 되는 해안선 전진 혹은 퇴각은 표사 순유입량과 서로 균형을 이룬다는 표사 수지 개념을 수치모의를 위해 이산화 된 해안선 단위격자에 적용하는 경우 얻을 수 있는 해안선 모형(One

Line Model for shore line)에 기초하여 수행하였다.

모의 결과 맹방 표사계의 경우 최적화된 K 는 0.17로 보이며, 이 경우 10월 말에 연이어 내습한 최대 고파랑에 의해 침식된 해안이 동절기와 춘절기의 너울에 의해 오랜 기간에 걸쳐 복원되는 대순환 과정을 거쳐 맹방해안 남단과 북단에서는 18 m, 맹방 해안 중앙부에서는 2.4 m 내외로 전진하는 해안선 거동에 근접한 결과를 얻을 수 있었다.

References

- Bagnold, R.A. (1954). Experiments on a gravity-free dispersion of large solid spheres in a Newtonian fluid under shear. *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 225(1160), 49-63.
- Bagnold, R.A. (1963). *Mechanics of marine sedimentation. The Sea, Ideas and Observations, Vol. 3. The Earth beneath the Sea.* Interscience, New York, pp. 507-528.
- Bailard, J.A. and Inman D.L. (1981). An energetics bedload model for a plane sloping beach: local transport. *J. Geophys. Res.*, 86(C3), 2035-2043.
- Cho, Y.J. (2019A). Numerical analysis of the beach stabilization effect of an asymmetric ripple mat. *Journal of Korean Society of Coastal and Ocean Engineers*, 31(4), 209-220.
- Cho, Y.J. (2019B). Grand circulation process of beach cusp and its seasonal variation at the Mang-Bang beach from the perspective of trapped mode Edge waves as the driving mechanism of beach cusp formation. *Journal of Korean Society of Coastal and Ocean Engineers*, 31(5), 265-277.
- Cho, Y.J. and Bae, J.H. (2019). On the feasibility of freak waves formation within the harbor due to the presence of Infra-gravity waves of bound mode underlying the ever-present swells. *Journal of Korean Society of Coastal and Ocean Engineers*, 31(1), 17-27.
- Cho, Y.J. and Kim, I.H. (2019). Preliminary study on the development of platform for the selection of an optimal beach stabilization measures against the beach erosion-centering on the yearly sediment budget of the Mang-Bang beach. *Journal of Korean Society of Coastal and Ocean Engineers*, 31(1), 28-39.
- Cho, Y.J., Kim, I.H. and Cho, Y.J. (2019). Numerical analysis of the grand circulation process of Mang-Bang beach-centered on the shoreline change from 2017. 4. 26 to 2018. 4. 20. *Journal of Korean Society of Coastal and Ocean Engineers*, 31(3), 101-114.
- Cho, Y.J. and Lee, J.I. (2003). Forecasting of higher order spectral quantities of nonlinear random waves over surf zone. *KSCE Journal of Civil Engineering*, 7(3), 333-341.
- Dean, R.G., Berek, E.P., Gable, C.G. and Seymour, R.J. (1982). Longshore transport determined by an efficient trap. *Proceedings of 18th Coastal Engineering Conference, ASCE, Cape Town*, pp. 954-968.
- Dean, R.G. and Dalrymple, R.A. (2002). *Coastal Processes with Engineering Applications.* Cambridge University Press, Cambridge, UK.
- Dodd, N., Stoker, A.M., Calvete, D. and Sriariyawat, A. (2008). On beach cusp formation. *J. Fluid Mech.*, 597, 145-169.
- Frelich, M.H. and Guza, R.T. (1984). Nonlinear effects on shoaling surface gravity waves. *Phil. Trans. R. Soc. Lond.* A311, 1-41.
- Guza, R.T. (1974). Excitation of edge waves and their role in the formation of beach cusps, University of California, San Diego, Ph.D., 1974 Oceanography.
- Guza, R.T. and Thornton, E.B. (1985). Observations of surf beat. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 90(C2), 3161-3172.
- Hallermeier, R.J. (1978). Uses for a calculated limit depth to beach erosion. *Proceedings, Coastal Engineering, 1978*, 1493-1512
- Hanson, H. (1989). Genesis-A generalized shoreline change numerical model. *J. Coastal Res.*, 5(1), 1-27.
- Hanson, H. and Kraus, N.C. (1989). Genesis: Generalized Model for Simulating Shoreline Change. U.S. Army Corps of Engineers, Coastal Engineering Research Center, CERC-MP-89-19.
- Hanson, H. and Larson, M. (1987). Comparison of Analytic and Numerical Solutions of the One-Line Model of Shoreline Change. *Proc. Coastal Sediments '87, ASCE*, 500-514.
- Komar, P.D. and Inman, D.L. (1970). Longshore sand transport on beaches. *J. Geophys. Res.*, 75, 5914-5927.
- Kraus, N.C., Isobe, M., Igarashi, H., Sasaki, T.O. and Horikawa, K. (1982). Field experiments on longshore sand transport in the surf zone. *Proceedings of 18th Coastal Engineering Conference, ASCE, Cape Town*, pp. 970-988.
- Mase, H. and Kirby, J.T. (1992). Hybrid frequency-domain KdV equation for random wave transformation. *Proc. 23th Int. Conf. Coast. Engrg. ASCE, Venice, Italy*, 474-487.
- Meyer-Peter, E. and Müller, R. (1948). Formulas for bed-load transport. IAHR.

Received 4 November, 2019

Revised 13 December, 2019

Accepted 23 December, 2019