

風向變化에 따른 파랑 스펙트럼 反應에서의 非線形 效果 Effect of Nonlinear Interaction to the Response of a Wave Spectrum to a Sudden Change in Wind Direction

尹 鍾 台*
Jong Tae Yoon*

要 旨 : 3세대 모형의 구성을 위해 비선형 상호작용을 원천함수에 포함하였다. 계산은 WAM 모형에서 사용되고 있는 DIA(Discrete Interaction Approximation)기법을 사용하였고, 취송시간 변화에 따른 계산을 통하여 비선형 효과의 일반특성을 확인한 후 비선형 상호작용이 잘 부각되는 풍향변화에 따른 파랑변화 실험을 통하여 그 효능성을 확인하였다.

Abstract □ To construct the third generation model, nonlinear interaction was included in source terms. To calculate the nonlinear interaction, discrete interaction approximation to Boltzmann integral was used, as in WAM model. The general behavior and characteristics of nonlinear interaction were analyzed through the experiments for the durational growth and turning winds.

1. 緒 論

풍파의 거동은 크게 바람으로부터의 에너지 입력, 백파(white capping)나 쇄파로 인한 에너지 감쇠, 그리고 파랑간 비선형 상호작용에 좌우되고, 이들은 에너지 수송방정식에서 원천함수로 주어진다. 이 중 비선형 상호작용의 취급여부 혹은 취급방식에 따라 2세대와 3세대의 파랑모형이 구분될 만큼 비선형 효과의 계산이 까다롭다. 현재도 3세대 모형중 Boltzmann 적분 근대료를 계산하는 모형은 없고 이후 기술할 상호작용 연산자의 매개변수화를 사용하고 있다.

Boltzmann 적분으로 표현되는 비선형 상호작용의 일반이론이 Hasselmann(1962; 1963a, b)에 의해 유도되고 파랑 스펙트럼의 발달에 미치는 영향이 JONSWAP 실험을 통해 밝혀진 후 이의 계산을 위한 효율적인 계산기법의 개발에 많은 연구가 있어왔다. 과도한 계산시간은 주로 그 식이 6차원이라는 것과 결합계수의 복잡함에 기인한다. Hasselmann(1963b), Sell과 Hasselmann(1972), Webb(1978) 등은 6차원 적

분을 3차원의 공진 공간에 투사함으로써 델타함수 식에서 제거하고, 그 과정에서 생기는 특이성(singularity)들을 좌표연장(stretched coordinates)을 통해 배제한 후 직접적분법을 사용하였다. 이 기법들을 사용하여 비선형 상호작용의 기본 성질에 대한 이해를 넓힐 수는 있었지만 파랑예보 모형에 사용하기엔 여전히 연산시간이 너무 많아 경제성이 맞지 않다. 그래서 Longuet-Higgins(1976), Heterich와 Hasselmann(1980) 등은 협침두 스펙트럼(narrow peak spectra) 가정을 제안하는데 많은 상호작용의 성질들을 재현하긴 하지만 일부, 특히 형상 안정화(shape stabilization)의 재현이 안되므로 파랑예보 모형에 사용되기엔 적합하지 않다.

이후 Hasselmann 등(1981, 1985b)은 대칭적분기법을 도입함으로써 연산속도를 크게 향상시킨다. 상호작용에 관계되는 파랑성분들의 파랑작용밀도(wave action density)의 시간변화율은 그 절대값이 모두 같다는 성질(detailed balance)을 이용하여 상호작용을 대칭형으로 표시한다. 그러면 각 파랑성분의 작용밀도 변화는 각 상호작용에 대하여 바로 계산되어질 수 있으

*慶星大學校 土木工學科 (Department of Civil Engineering, Kyungung University, Pusan, Korea)

므로 직접적분에 비해 네배의 연산량 감소를 가져온다. 게다가 이러한 접근은 적분 및 결합계수 내의 대칭성들을 이용할 수 있으므로 상호작용 공간의 여과를 통한 연산의 추가 절감으로 인하여 거의 100배 정도의 연산량 감소가 가능하다. 기법의 성질상 벡터화가 쉽지 않아 슈퍼컴퓨터의 장점을 전적으로 살릴 수 없는 단점은 있지만 그 효율성은 충분하여 일차원 모형 EXACT-NL(Hasselmann과 Hasselmann, 1985a)에서 사용되었다. 대칭기법의 효율성에도 불구하고 시간, 거리 2차원에 대한 에너지 수송방정식의 적분은 여전히 여의치 않아 EXACT-NL은 그중 한 차원에 대해서만 적분 가능하다. 이 모형을 사용하여 에너지 수송방정식을 적분할 수 있게 됨에 따라 여러 가지 물리적 과정에 대한 연구가 가능하게 되어 성숙파 스펙트럼(fully developed wind-sea spectrum)(Komen 등, 1984), 풍향 변화에 대한 스펙트럼의 반응(Young 등, 1987; Van Vleeder와 Holthuijsen, 1993) 그리고 Weber(1988)에 의해 유한 수심에서의 에너지 평형에 대한 연구가 발표되었다. Resio와 Perrie(1991)는 상호작용의 상사성으로 인한 축척율을 사용하여 쉽게 벡터화할 수 있는 보다 직접적인 적분기법을 발표하였다. Hasselmann의 기법과 비교하여 연산량은 거의 비슷하지만 연산과정이 효율적이다.

비선형 상호작용을 정확히 계산하고자 하는 이러한 노력들과 아울러 비교적 단순하고 연산이 용이한 형태로 비선형 상호작용을 매개변수화시켜 2차원 파랑모형에 도입하기 위한 연구가 계속되었다(Barnett, 1968; Ewing, 1971). 2세대 모형에서 이들 매개변수화가 사용되었는데 모형의 기능이 향상되긴 했지만 상호작용의 자유도가 이산 스펙트럼의 자유도에 비해 현저히 작으므로 상호작용의 기본적인 특성의 상당 부분이 재현 불가능하다. 이러한 문제점을 Hasselmann 등(1985b)은 Boltzmann 적분에 대하여 이산 상호작용 가정(discrete interaction approximation)을 도입하여 해결하였다. 완전해법이 다수의 배열구조를 가진 다수의 4쌍 파수벡터 집합을 사용하는데 비해 DIA에선 동일한 배열구조를 가진 비교적 적은 수의 파수벡터 집합을 사용한다. 상당히 적은 수의 상호작용이 고려되지만 Boltzmann 적분의 기본적인 물리적 특성을 그대로 포함하고 있으므로 DIA기법은 완전해에 비해 스펙트럼의 방향 분산이 커지는 단점이 있지만 비선형 상호작용의 기본 성질을 비교적 잘 재현해 준다. 이 기법은

WAM(WAMDI, 1988), WAVEWATCH(Tolman, 1991) 등의 3세대 모형에서 사용되었다.

본 연구는 3세대 모형의 구성을 위한 한 단계로서 DIA기법을 사용하여 비선형 상호작용을 원천함수에 포함하였다. 취송시간에 따른 성장계산을 통하여 비선형 상호작용의 일반특성을 확인한 후 비선형 효과의 기능이 잘 나타나는 풍향변화 실험을 통하여 계산과정의 타당성을 확인, 검토하였다.

2. 모형의 구조

2.1 지배방정식

흐름이 없는 경우 파랑 스펙트럼의 변화는 에너지 수송방정식으로 표시된다. 심해의 경우 주파수 f 및 방향 θ 에 대해

$$\frac{\partial F(f, \theta)}{\partial t} + \vec{C}_g \cdot \nabla F(f, \theta) = S_{tot} = S_{in} + S_{nl} + S_{ds} \quad (1)$$

여기서, $F(f, \theta)$ 는 파랑에너지 스펙트럼, \vec{C}_g 는 x, y 공간에서의 에너지 전파속도, S_{in} 은 바람으로부터의 에너지 입력, S_{nl} 은 비선형 상호작용이며, S_{ds} 는 에너지 감쇠이다

2.2 원천함수

2.2.1 대기로부터의 에너지 입력

에너지 입력함수는 Snyder 등(1981)이 제안한 식에서 5m 해상에서의 풍속대신 마찰속도 u_* 를 사용한다. 항력계수 $C_s = 1.28 \times 10^{-3}$ 을 사용하면 Snyder의 식은 다음과 같다.

$$S_{in}(f, \theta) = \max \left\{ 0, 0.25 \frac{\rho_a}{\rho_w} [28(u_*/c) \cos(\theta - \theta_\omega) - 1] \omega F(f, \theta) \right\} \quad (2)$$

여기서 ρ_a 와 ρ_w 는 공기와 물의 밀도, c 는 주파수 f 성분의 위상속도, θ_ω 는 풍향, $\omega = 2\pi f$ 는 각주파수이다. 바람에 비해 90° 이상의 각도로 진행되는 파랑에 대해선 에너지의 증감을 고려하지 않는다. Young과 Sobey(1985)의 실험에 의하면 역풍감쇠는 무시할 만큼 작은 것으로 알려져 있다.

2.2.2 비선형 상호작용

1차 오더(order)에서는 파랑을 독립된 스펙트럼 성분의 중첩으로 간주할 수 있지만 고차에서는 성분간에

상호작용이 있어서 이로 인해 에너지의 수송이 생긴다. Hasselmann에 의하면 다음의 공진 조건을 만족하는 네 파랑성분 간에는 에너지의 교환이 생긴다.

$$\vec{k}_1 + \vec{k}_2 = \vec{k}_3 + \vec{k}_4 \quad (3)$$

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4 \quad (4)$$

여기서 \vec{k} 는 파수벡터, $\omega^2 = g k \tanh(k h)$ 이다. 그리고 g 는 중력가속도, h 는 수심이다. 파랑작용밀도(wave action density) $n_1(\vec{k}_1) = F(\vec{k}_1)/\omega$ 의 상호작용으로 인한 변화율은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_1}{\partial t} = & \int \int \int G(\vec{k}_1, \vec{k}_2, \vec{k}_3, \vec{k}_4) \times \delta(k_1, k_2, k_3, k_4) \\ & \times \delta(\omega_1 + \omega_2 - \omega_3 - \omega_4) \times [n_1 n_3 (n_4 - n_2) \\ & + n_2 n_4 (n_3 - n_1)] d\vec{k}_2 d\vec{k}_3 d\vec{k}_4 \quad (5) \end{aligned}$$

G 는 결합계수이다. 식 (5)가 풍파에 대한 Boltzmann 적분이다. 식 (5)는 스펙트럼 내에서 재분배를 일으킬 뿐 파랑장의 에너지와 운동량은 보존된다. 또한 공진 조건의 대칭성으로부터 파랑작용 또한 보존된다.

$$\frac{dn_1}{dt} = \frac{dn_2}{dt} = -\frac{dn_3}{dt} = -\frac{dn_4}{dt} \quad (6)$$

식 (5)를 계산하기 위해선 다수의 배열구조에 대한 많은 수의 4쌍 파수 벡터군을 사용해야 한다. Hasselmann (1985)은 수치실험을 통해 중간영역의 단 1쌍의 대칭 배열구조를 가진 계산만으로도 상호작용으로 인한 에너지 수송이 충분히 재현될 수 있음을 밝혀냈다. 선택된 배열구조는 Fig. 1과 같다. $\vec{k}_1 = \vec{k}_2 = \vec{k}$ 이고, \vec{k}_3, \vec{k}_4 는 다음 관계를 만족한다.

$$\omega_1 = \omega_2 = \omega \quad (7)$$

$$\omega_3 = \omega(1 + \lambda) = \omega_+ \quad (8)$$

$$\omega_4 = \omega(1 - \lambda) = \omega_- \quad (9)$$

$\lambda = 0.25$ 에 대한 \vec{k}_3, \vec{k}_4 의 \vec{k} 에 대한 각도는 $\theta_3 = 11.5^\circ$, $\theta_4 = -33.6^\circ$ 이다. 이러한 배열구조에 대한 파랑작용의 변화는 다음 식으로 주어진다.

$$\begin{pmatrix} \delta n \\ \delta n_+ \\ \delta n_- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -2 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix} C' g^{-8} f^{19}$$

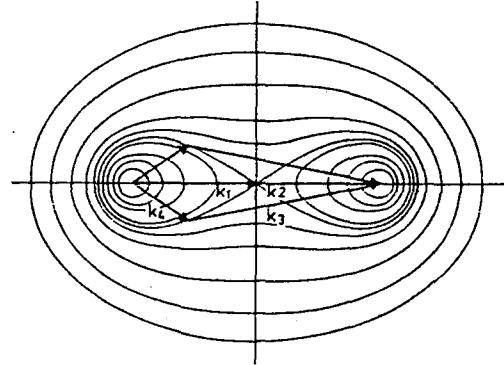


Fig. 1. The two interaction configurations used in the discrete interaction approximation. Contour lines represent the possible end points of the vectors k_1 and k_4 for any interaction quadruplet in the full interaction space (Hasselmann, 1962).

$$\times [n^2(n_+ + n_-) - 2n n_+ n_-] \Delta \vec{k} \Delta t \quad (10)$$

$\delta n, \delta n_+, \delta n_-$ 는 Δt 시간동안 $\Delta \vec{k}$ 위상공간에서의 상호작용으로 인한 $\vec{k}, \vec{k}_+, \vec{k}_-$ 에서의 파랑작용의 변화량이다. C' 는 상호작용의 강도를 나타내는 상수이다. 위 식을 (f, θ) 공간에서의 2차원 스펙트럼 $F(f, \theta)$ 에 대한 식으로 변환하면 다음과 같다.

$$\begin{pmatrix} \delta S_{nl} \\ \delta S_{nl}^+ \\ \delta S_{nl}^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -2 \frac{\Delta f \Delta \theta}{\Delta f \Delta \theta} \\ (1 + \lambda) \frac{\Delta f \Delta \theta}{\Delta f^+ \Delta \theta} \\ (1 - \lambda) \frac{\Delta f \Delta \theta}{\Delta f^- \Delta \theta} \end{pmatrix} \times C g^{-4} f^{11} \quad (11)$$

$$\times \left[F^2 \left(\frac{F_+}{(1 + \lambda)^4} + \frac{F_-}{(1 - \lambda)^4} \right) - 2 \frac{F F_+ F_-}{1 - \lambda^2} \right]$$

$\Delta f, \Delta f^+, \Delta f^-$ 는 f, f^+, f^- 에서의 스펙트럼의 차분 간격이다. 고로 분자의 $\Delta f \Delta \theta$ 는 이산 상호작용의 위상 공간요소이고, 분모는 상호작용으로 인한 변화량이 저장되는 공간요소이다. 본 계산에서의 주파수의 분할은 $f_{i+1} = 1.1 f_i$ 의 지수분포를 가지므로 $\Delta f^+ \neq \Delta f^- \neq \Delta f$ 이다. 위 식을 전 배열구조에 대해 그리고 전 주파수대 및 방향에 대해 적분함으로써 원천함수 S_{nl} 이 구해진다.

2.2.3 에너지 감쇠

백파나 쇄파로 인한 에너지의 감쇠구조는 이론적인 취급이 거의 불가능하므로 Komen 등(1984)은 앞서의

두 원천항 S_m 과 S_w 을 사용할 때 Pierson-Moskowitz 형의 성숙 스펙트럼과 일치할 수 있는 감쇠함수를 관측치로부터 역으로 유추해 내었다. WAM에서는 수치적 안정성을 높이기 위해 약간의 수정을 가한 후 다음 식을 사용하였다.

$$S_{ds}(f, \theta) = -2.33 \times 10^{-5} \bar{\omega} (\bar{\omega}/\bar{\omega})^2 (\bar{\alpha}/\bar{\alpha}_{pm})^2 F(f, \theta) \quad (12)$$

여기서

$$\bar{\alpha} = E \bar{\omega}^4 g^{-2} \quad (13)$$

$$\bar{\alpha}_{pm} = 0.66 \times 4.57 \times 10^{-3} \quad (14)$$

$$\bar{\omega} = [E^{-1} \int F(f, \theta) \omega^{-1} df d\theta]^{-1} \quad (15)$$

$$E = \int \int F(f, \theta) df d\theta \quad (16)$$

3. 수치실험

스펙트럼의 분할은 주파수에 대해 0.042부터 $f_{i+1} = 1.1 f_i$ 로 28개 성분을 고려하고 $\Delta\theta = 15^\circ$ 로 하였다. 취송시간 실험에 대하여 식 (1)은 다음과 같다.

$$\frac{\partial f}{\partial t} = S_{tot} \quad (17)$$

식 (17)은 Δt 을 매우 작게 하여 1차의 전방차분기법을 사용해 바로 적분된다. 비선형 상호작용 및 감쇠항을 계산하기 위해 주파수대의 최대치 이후엔 f^{-4} 분포로 스펙트럼을 연장하였다. 결과는 u_* 와 g 로 무차원화시켰다.

3.1 취송시간에 따른 성장실험

풍장은 한 방향의 향풍이 $u_* = 0.862 m/s$ 로 계속 부는 경우이다. u_* 는 $U_{10} = 23 m/s$ 정도이나 결과는 무차원화시켜 정리하므로 풍속의 크기는 별 의미가 없다. S_m 에서는 성장을 유발시키는 Phillips(1957)항이 없으므로 $\alpha = 0.018$, $\gamma = 3.3$, $f_p = 0.4$, $\sigma_a = 0.07$, $\sigma_b = 0.09$ 의 JONSWAP 스펙트럼을 초기치로 사용한다. 초기치의 선택도 성장 속도에 약간의 영향을 주지만 비선형 효과에 의해 곧 변형되므로 결과에 큰 영향이 없다.

3.2 풍향의 변화실험

앞 실험과 동일한 풍장에서 $u_* = 0.357 m/s$ ($U_{10} =$

$10 m/s$)를 사용하였고 초기치도 동일하다. 성장이 진행되어 스펙트럼의 첨두 주파수가 $2f_{pm}$ 에 도달하였을 때 순간적인 풍향의 변화가 일어난 후 성장을 계속한다.

$$f_{pm} = 0.14 g / U_{19.5} = 0.0056 g / u_* \quad (18)$$

풍향의 변화는 30° , 60° , 90° , 120° 의 4가지 경우를 고려하였다.

4. 결과 검토

4.1 취송시간에 따른 성장실험

취송시간에 따른 주파수 스펙트럼의 분포를 나타낸 것이 Fig. 2와 3이다. Fig. 2는 2세대 모형인 DWAM (尹, 1991)의 계산치이다. 비선형 상호작용으로 인하여 고주파수대에서 overshooting이 생기는 것을 확인할 수 있다(Fig. 3). 이에 반해 DWAM에선 파랑의 성장을 Pierson-Moskowitz 스펙트럼으로 제한하므로 이러한 효과가 없이 일정한 값을 보여준다. Fig. 4는 비교적 초기상태인 $t^* = 3 \times 10^5$ 에서, 그리고 Fig. 5는 성장을 거의 다한 $t^* = 2 \times 10^6$ 에서의 주파수 스펙트럼 및 원천항의 분포를 나타낸 것이다. 첨두 주파수보다 충분히 큰 영역에서는 세 원천항간에 평형상태가 유지됨을 알 수 있다($S_{tot} \cong 0$). 이러한 평형상태는 고주파수대 스펙트럼 형상의 취송시간 및 거리에 대한 독립성을 의미하고 Komen 등(1984)의 연구에 의하면 비선형 상호작용

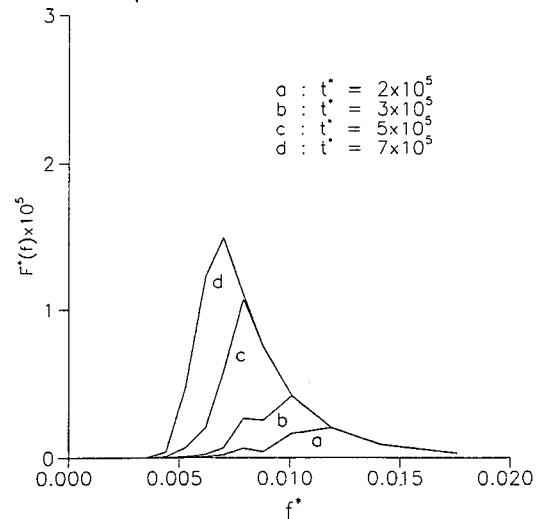


Fig. 2. Development of the frequency spectrum for duration-limited growth (DWAM model).

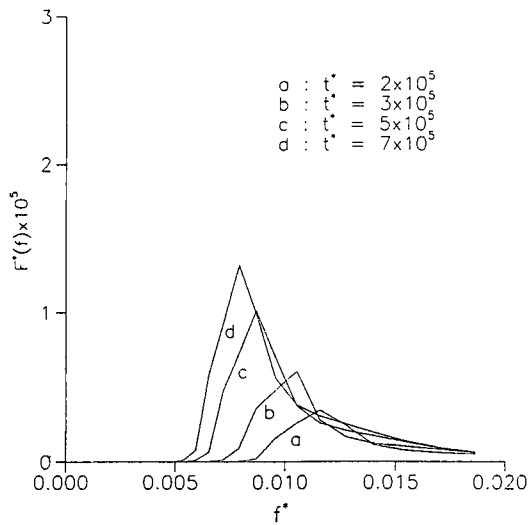


Fig. 3. Development of the frequency spectrum for duration-limited growth (DIA).

이 이러한 형상안정화의 주요인이다. 즉 고주파수대에서 스펙트럼 형상에 교란이 일어나 원천항간의 평형이 깨어져도 곧 비선형 상호작용이 이러한 교란을 주변 주파수대로 재분배하여 안정적인 평형 상태를 다시 회복하게 된다. 초기성장예선(Fig. 4, A-2) 비선형효과의 양, 음 분포가 현저히 나타나고 이는 S_{tot} 에도 그대로 반영이 된다. 양의 구간이 첨두주파수 바로 왼편에 위치함으로써 첨두주파수를 저주파수대로 이동시키는 기능을 하게 되고 우편의 음의 구간은 스펙트럼의 분포를 단계적으로 넓혀준다. 스펙트럼이 충분히 자라면 성장항의 균형은 상당히 달라진다(Fig. 5, B-2). 비선형효과의 양의 구간은 첨두주파수 아래로 이동하여 감쇠항과 거의 상쇄되고 음의 구간은 보다 넓어져 입력항을 감소시킨다. 첨두주파수 좌우의 극히 일부 구간을 제외하곤 거의 전 주파수대에 걸쳐 원천항들이 평형상태에 있음을 볼 수 있다. 입력항의 첨두값은 첨두주파

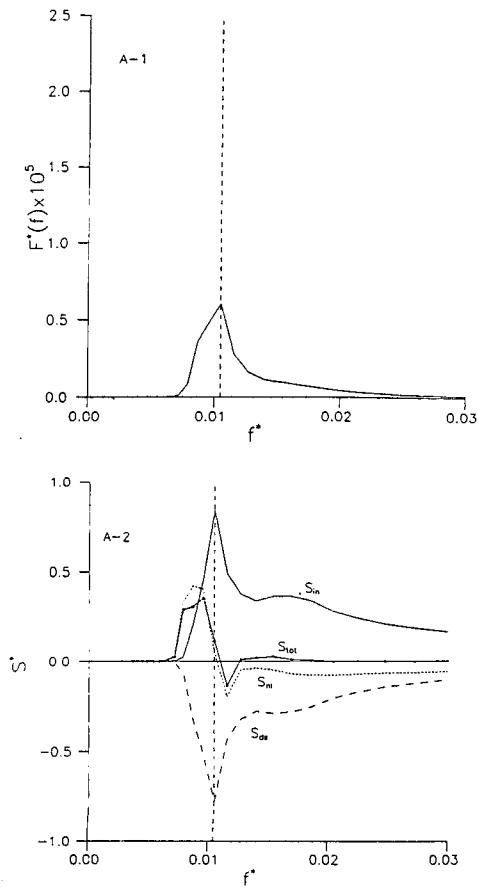


Fig. 4. The frequency spectrum and the source terms at the early stage of growth, $t^* = 3 \times 10^5$.

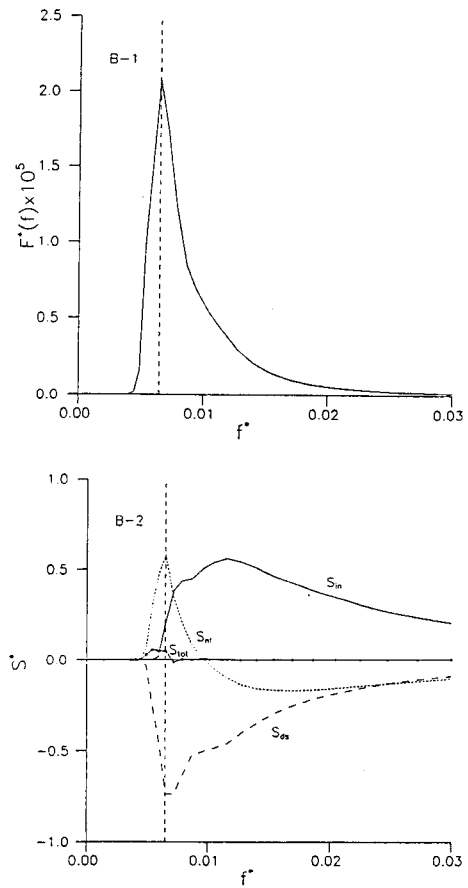


Fig. 5. The frequency spectrum and the source terms at the asymptotic stage, $t^* = 2 \times 10^6$.

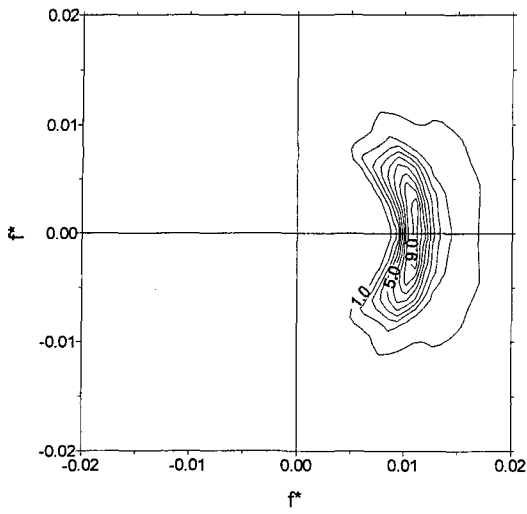


Fig. 6. The directional wave spectra at $\Delta t^* = 0$.

수의 우편 고주파수대로 이동하는데 이는 풍속에 가까운 속도로 진행하는 파랑에 대한 바람으로부터의 에너지 수송이 작아지기 때문이다. 비록 모든 원천항들이 원천항의 평형에 기여하고 있지만, 파랑의 성장, 첨두 주파수의 이동, 고주파수대의 형상안정화 등 결정적인 기능들은 모두 비선형효과에 의해 재현됨을 확인할 수 있다.

4.2 풍향의 변화시험

계산결과는 2차원 f, θ 공간에 나타내었고, 그림 중의 벡터는 풍향을 나타낸다. 시간 Δt^* 는 풍향변화 후의 경과시간이다. Fig. 6은 풍향의 변화 직전의 에너지 분포이다. 결과는 최대값을 10으로 무차원화시켰다. 고로 동일 등고선상의 값이라도 시간에 따라선 실제 다른 값이다. 30° 및 60° 변화시험의 경우엔 전

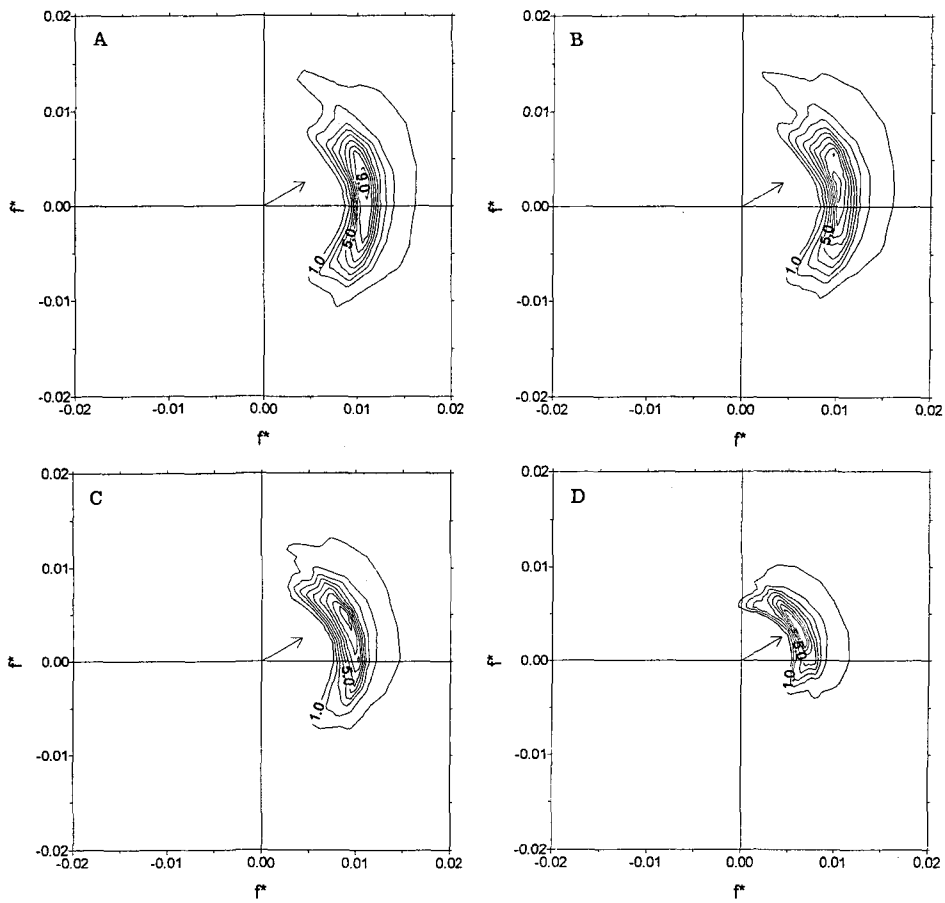


Fig. 7. Evolution of the directional wave spectrum with time for a wind shift of 30° (a: $\Delta t^* = 1 \times 10^4$, b: $\Delta t^* = 3 \times 10^4$, c: $\Delta t^* = 1 \times 10^5$, d: $\Delta t^* = 9 \times 10^5$).

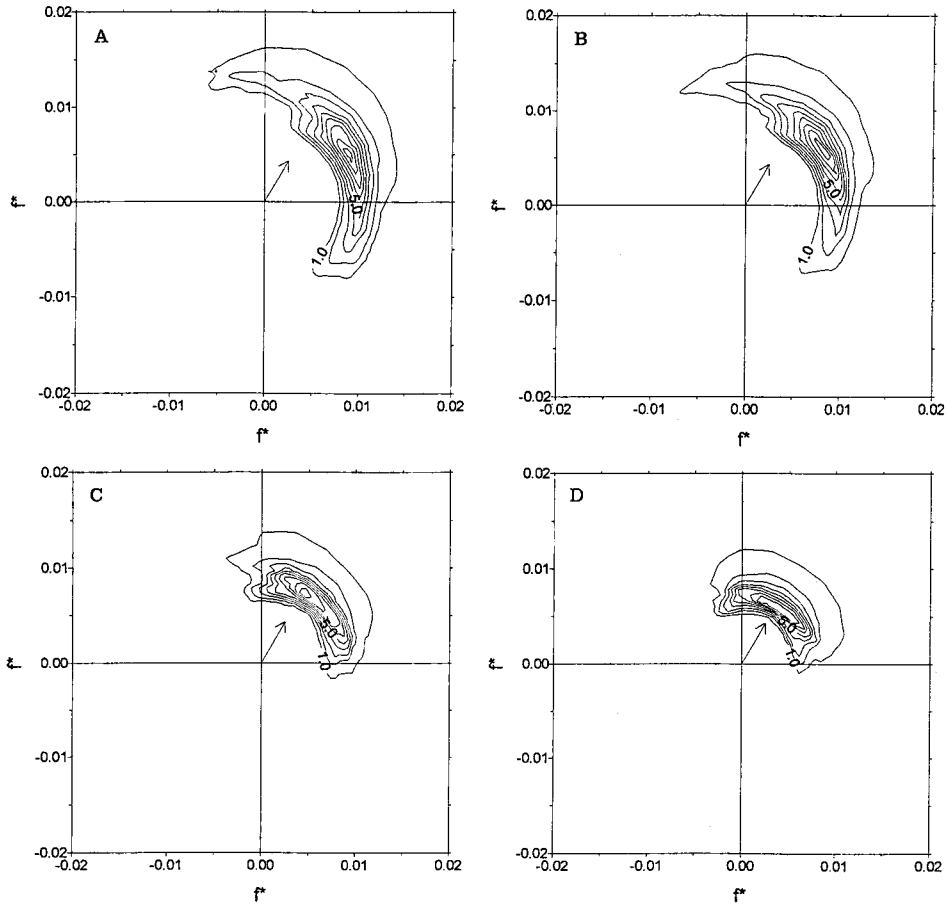


Fig. 8. Evolution of the directional wave spectrum with time for a wind shift of 60° (a: $\Delta t^* = 7 \times 10^4$, b: $\Delta t^* = 1 \times 10^5$, c: $\Delta t^* = 3 \times 10^5$, d: $\Delta t^* = 9 \times 10^5$).

스펙트럼이 새 풍향으로 자연스럽게 회전하는 것을 볼 수 있다(Fig. 7, 8). 반면에 90° , 120° 실험의 경우, 새 풍향 주위로 고주파수대에서 새로운 첨두값이 형성되는 것을 볼 수 있다(Fig. 9, 10). Fig. 7을 보면 고주파수대에서 새 풍향으로의 이동이 보다 신속히 일어남을 볼 수 있다. 이는 Hasselmann 등(1980)의 관측으로 확인된 바 있다. 이러한 주파수에 따른 이완속도의 차이로 스펙트럼의 대칭분포는 더 이상 유지되지 못하고 전 스펙트럼이 새 풍향으로 배열된 후에야 취송시간에 따른 성장형태를 되찾는다. 고주파수대에서의 이완과정은 매우 신속하게 진행되는데 이 과정이 끝나면 고주파수대에선 두개의 첨두값이 생성된다. 하지만 앞 실험에서 언급한 대로 비선형효과가 이 새로운 첨두값을 상쇄시킴으로써 새로운 첨두값의 성장을 제한하게 된다. 즉 새로운 첨두값을 기존의 보다

안정적인 구조속으로 결합시켜 그 성장을 제약하는 것이다. 이러한 결합력은 상당히 커져 60° 변화 실험에서도 동일하게 기능하고 있음을 볼 수 있다(Fig. 8). 고주파수대에서의 방향전이는 S_m 과 S_{m+1} 의 불균형으로 인하여 일어난다. 즉 이전의 풍향에 대해선 입력항이 코사인항으로 인하여 감소된 반면 방향에 무관한 비례계수를 가지며 스펙트럼의 크기에 비례하는 감쇠항은 여전히 최대치이기 때문이다. 이러한 차이값은 곧 이전 풍향 스펙트럼 성분들의 점진적인 감쇠로 나타나고 새 풍향에 대해선 이 역할이 반대가 되어 에너지의 성장으로 나타난다. 이러한 두 현상이 합쳐져 파랑 스펙트럼의 평균 방향이 부드럽게 새 풍향으로 이동하게 된다. 이러한 과정은 2세대 모형으로 재현할 수 없다(尹, 1991). 90° 변화의 경우(Fig. 9) 새로운 첨두값이 약 $70^\circ \sim 80^\circ$ 방향으로 형성되는 것을 볼 수

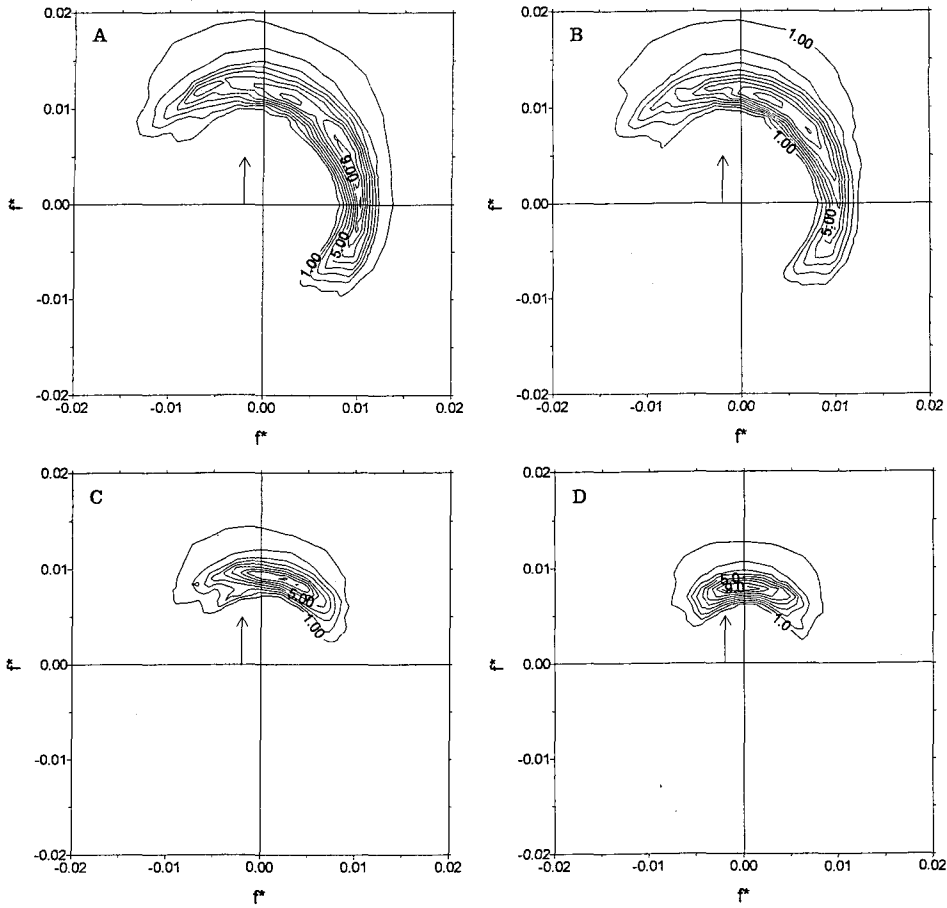


Fig. 9. Evolution of the directional wave spectrum with time for a wind shift of 90° (a: $\Delta t^* = 5 \times 10^4$, b: $\Delta t^* = 7 \times 10^4$, c: $\Delta t^* = 3 \times 10^5$, d: $\Delta t^* = 6 \times 10^5$).

있다(Fig. 9(a)). 이는 에너지 입력항의 비례계수와 처음 풍향으로의 방향분포함수의 곱의 첨두값이 70° 근처이기 때문이다. 성장이 계속되면 첨두값은 곧 90° 로 이동한다. 일단 새 풍향으로 배열되면 점진적으로 감소되는 초기 파랑에 거의 무관하게 성장을 계속한다. 120° 변화의 경우도 90° 변화의 경우와 거의 유사하다. 새 풍향으로 새로운 스펙트럼이 형성되면서 두 스펙트럼은 곧 결합력을 잃고 취송시간에 따른 성장 형태와 감소되어가는 너울의 중첩으로 나타난다.

5. 結 論

3세대 모형의 구성을 위해 비선형 상호작용을 계산해 보았다. 계산기법은 WAM에서 사용된 DIA기법을 사용하였다. 취송시간 실험을 통해 비선형효과의 일

반 특징을 확인하고 비선형효과가 가장 잘 나타나는 풍향변화 실험을 통하여 그 기능을 확인하였다. 먼저 취송시간 실험에서 고주파수대에서의 overshooting을 재현할 수 있었고, 고주파수대에서 스펙트럼의 교란을 주변 주파수대로 재분배시켜 안정적인 평형상태를 회복하는 형상안정화 기능도 확인할 수 있었다. 초기 성장상태에선 비선형 상호작용이 에너지의 성장 및 첨두주파수의 저주파수대로의 이동을 결정하였고 파랑이 충분히 성장하면 비선형 상호작용이 스펙트럼의 첨두값으로 이동하여 거의 전 주파수대에 걸쳐 원천항의 균형($S_{tot} \approx 0$)을 취하여 준 평형상태를 유지한다. 풍향변화 실험을 통하여 스펙트럼의 이완과정을 조사하였다. 비선형효과로 인한 성분파랑간의 결합은 상당히 강하여 60° 변화에서도 새로운 첨두값의 성장이 없이 매우 점진적이고 부드러운 방향전환이 일어

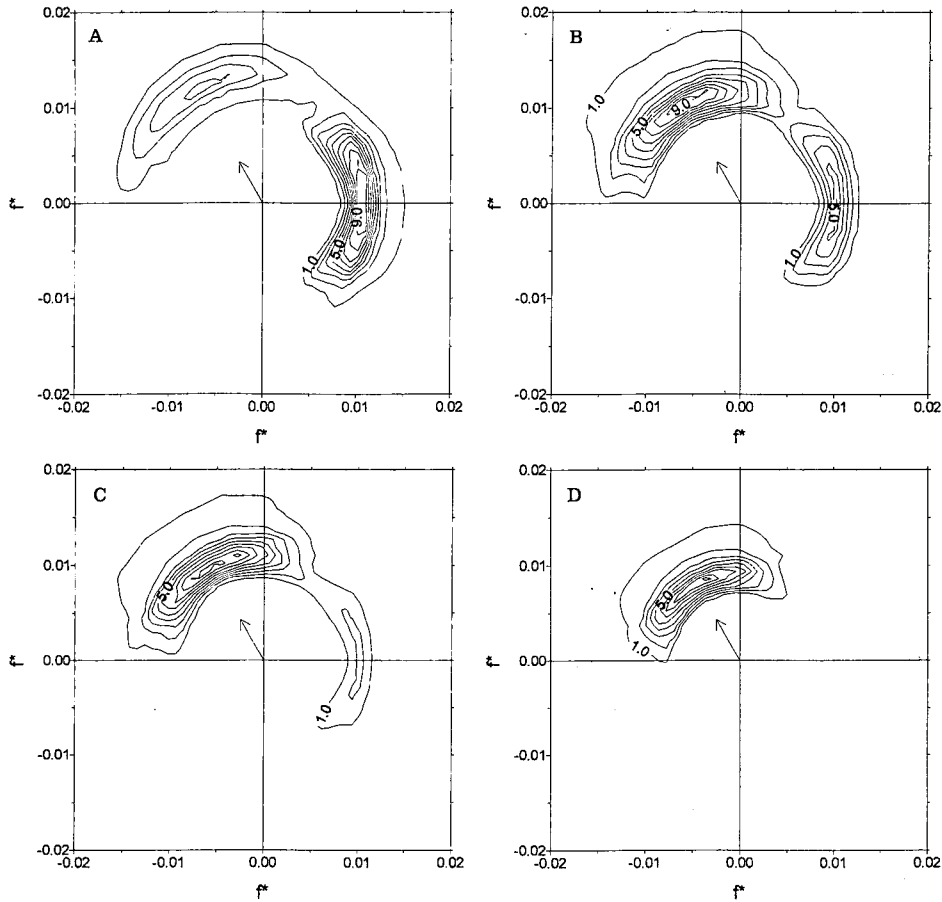


Fig. 10. Evolution of the directional wave spectrum with time for a wind shift of 120° (a: $\Delta t^* = 2 \times 10^4$, b: $\Delta t^* = 8 \times 10^4$, c: $\Delta t^* = 1.2 \times 10^5$, d: $\Delta t^* = 3 \times 10^5$).

나는 것을 확인할 수 있었다. 90° 이상의 변화에 대하여는 성분간의 결합이 상당히 떨어져 특히 120° 변화의 경우엔 스펙트럼이 성장하는 풍파와 감쇠하는 너울로 확연히 구분되었다. 이상의 실험을 통하여 비선형 효과의 기능에 대한 확인 및 물리적인 작용과정을 이해할 수 있었고 본 계산과정의 타당성을 확인하였다. 추후 수심효과를 고려하여 천해역에까지 계산 영역을 확장하여 실험역에 적용할 수 있는 파랑모형을 구성하고자 한다.

辭 謝

이 논문은 1994년도 한국과학재단지원 박사 후 연구과정으로 이루어졌다.

참고문헌

- 윤종태, 1991. 심해파랑모형의 비교 연구, 한국해양·해양공학회지, **3**(1), 1-13.
- Barnett, T.P., 1968. On the generation, dissipation and prediction of ocean wind waves, *J. geophys. Res.*, **73**, 513-529.
- Ewing, J.A., 1971. A numerical wave prediction method for the North Atlantic Ocean, *Dtsch. Hydrog. Z.*, **24**, 241-261.
- Hasselmann, K., 1962. On the non-linear energy transfer in a gravity wave spectrum, Part 1. General theory, *J. Fluid Mech.*, **12**, 481-500.
- Hasselmann, K., 1963a. On the non-linear energy transfer in a gravity wave spectrum, Part 2. Conservation

- theorems; wave-particle analogy; irreversibility, *J. Fluid Mech.*, **15**, 273-281.
- Hasselmann, K., 1963b. On the non-linear energy transfer in a gravity wave spectrum, Part 3. Evaluation of energy flux and swell-sea interaction for a Neumann spectrum, *J. Fluid Mech.*, **15**, 385-398.
- Hasselmann, S. and Hasselmann, K., 1981. A symmetrical method of computing the nonlinear transfer in a gravity wave spectrum, *Hamburger Geophys. Einzelschriften A52*.
- Hasselmann, S. and Hasselmann, K., 1985a. The wave model EXACT-NL. in *Ocean wave modelling (The SWAMP Group)*, New York, Plenum Press, 249-251.
- Hasselmann, S. and Hasselmann, K., 1985b. Computations and parameterizations of the nonlinear energy transfer in a gravity-wave spectrum, Part 1. A new method for efficient computations of the exact nonlinear transfer integral, *J. Phys. Oceanogr.*, **15**, 1369-1377.
- Heterich, K. and Hasselmann, K., 1980. A similarity relation for the nonlinear energy transfer in a finite-depth gravity-wave spectrum, *J. Fluid Mech.*, **97**, 215-224.
- Komen, G.J., Hasselmann, S. and Hasselmann, K., 1984. On the existence of a fully developed wind-sea spectrum, *J. Phys. Oceanogr.*, **14**, 1271-1285.
- Longuet-Higgins, M.S., 1976. On the non-linear transfer of energy in the peak of a gravity-wave spectrum: A simplified model, *Proc. R. Soc. Lond.*, **A347**, 311-328.
- Phillips, O.M., 1957. On the generation of waves by turbulent wind, *J. Fluid Mech.*, **2**, 417-445.
- Resio, D. and Perrie, W., 1991. A numerical study of non-linear energy fluxes due to wave-wave interactions, Part 1. Methodology and basic results, *J. Fluid Mech.*, **223**, 609-629.
- Sell, W. and Hasselmann, K., 1972. Computations of non-linear energy transfer for JONSWAP and empirical wind-wave spectra, Rep. of the Institute of Geophysics, University of Hamburg, Germany.
- Snyder, R.L., Dobson, F.W., Elliott, J.A. and Long, R.B., 1981. Array measurements of atmospheric pressure fluctuations above surface gravity waves, *J. Fluid Mech.*, **102**, 1-59.
- SWAMP, 1985. *Ocean Wave Modeling*, Plenum Press.
- Tolman, H.L., 1991. A third-generation model for wind waves on slowly varying, unsteady, and inhomogeneous depth and currents, *J. Phys. Oceanogr.*, **21**, 752-797.
- Van Vleeder, G. Ph. and Holthuijsen, L.H., 1993. The directional response of ocean waves to turning winds, *J. Phys. Oceanogr.* **23**.
- WAMDI, 1988. The WAM model-A third generation ocean wave prediction model, *J. Phys. Oceanogr.*, **18**, 1775-1810.
- Webb, D.J., 1978. Non-linear transfers between sea waves, *Deep-Sea Res.*, **25**, 279-298.
- Webber, S.L., 1988. The energy balance of finite depth gravity waves, *J. Geophys. Res.*, **93**, C4, 3601-3607.
- Young, I.R., Hasselmann, S. and Hasselmann, K., 1987. Computations of the response of a wave spectrum to a sudden change in wind direction, *J. Phys. Oceanogr.*, **17**, 1317-1338.
- Young, I.R. and Sobey, R.J., 1985. Measurements of the wind wave flux in an opposing wind, *J. Fluid Mech.*, **151**, 427-442.