

대양에서의 거대파랑 출현 특성과 발생 기구에 관한 연구

신승호* · 홍기용**

*, **한국해양연구원 해양시스템안전연구소 해양시스템기술연구본부

A Study of the Appearance Characteristics and Generation Mechanism of Giant Waves

Seung-Ho Shin* · Key-Yong Hong**

*,** Ocean Engineering Research Department, Maritime & Ocean Engineering Research Institute, Daejeon 305-600, KORDI

요약 : 선형파 이론에 의한 파랑스펙트럼 분포에 의해서는 30m 크기의 파랑은 현실적으로 거의 발생 불가능하다고 인식되어 왔다. 그러나 최근의 위성 영상을 이용한 조사에 의해 3주간의 기간 동안 25m 이상의 거대파가 10개 이상 관측됨에 따라 실해역에서 빈번히 마주칠 수 있는 현상임이 입증되었으며 이에 따라 지금까지 원인 불명으로 치부되어 왔던 많은 해양 재난이 거대파에 의해 발생했던 것으로 추정되고 있다. 거대파의 발생 원인으로는 파군 형성과 관련한 파고분포 특성의 변화, 전파하는 파군의 비선형 공명간섭 등이 제기되고 있으나, 그 출현의 복잡성과 자료의 부족 등으로 아직 명확하게 해명되지 못하고 있다. 본 연구에서는 실해역에서 발생하는 거대파의 실태 및 선형 및 비선형 파랑집중 이론에 근거한 거대파 발생 기구를 고찰하였으며, 비선형 파랑전파를 모사할 수 있는 수치모형을 개발하여 비선형 파랑 집중에 의한 거대파랑의 형성을 모사하였다.

핵심용어 : 거대파랑, 선형 파랑집중, 비선형 파랑집중, 비선형 슈뢰딩거 방정식, 파열

Abstract : In the wave spectrum distribution based on linear wave theory, the appearance of a giant wave whose wave height reaches to 30m has been considered next to almost impossible in a real sea. However since more than 10 giant waves were observed in a recent investigation of global wave distribution which was carried out by the analysis of SAR imagines for three weeks, the existence of the giant waves is being recognized and it is considered the cause of many unknown marine disasters. The change of wave height distribution concerning a formation of wave train, nonlinear wave to wave interaction and so on were raised as the causes of the appearance of the giant waves, but the occurrence mechanism of the giant waves hasn't been cleared yet. In present study, we investigated appearance circumstances of the giant waves in real sea and its occurrence mechanism was analyzed based on linear and nonlinear wave focusing theories. Also, through a development of numerical model of the nonlinear Schrödinger equation, the formations of the giant wave from progressive wave train were reproduced.

Key words : Giant wave, Linear wave focusing, Nonlinear wave focusing, Nonlinear schrödinger equation, Wave train

1. 서론

거대파(Giant wave, Freak wave, Rogue wave)는 통상 유의파고 2배 이상의 파고를 갖는 단일파로서 전후의 파가 해당 파고의 1/2 이하이고 파정도가 파고의 65% 이상인 파로 정의되며, 심해파 조건에서는 파고 30m 내외의 극한파로 출현하기도 한다. 파의 특성으로서는 출현 후 곧 쇄파 현상을 동반하기 때문에 해양 구조물에 극한의 충격하중으로 작용하며(전형적인 황천시인 12m 파고 시 6ton/m²의 하중이 발생하고, 통상적으로 선박의 구조는 15ton/m²에 견딜 수 있도록 설계된다. 30m 파고 시는 약 100ton/m²의 하중이 발생한다.), 파형경사가 급격하여 파저와 파고 사이에서 부유체의 대변위 회전운동을 야기하므로 순간전복의 위험성이 대단히 높은 파이다.

선형파 이론에 근거한 파랑의 스펙트럼 분포에 의해서는 30m 크기의 파랑은 현실적으로 거의 발생하기 어렵다. 그러나 최근의 위성 영상을 이용한 해역 파랑 조사(Lehner et al., 2005)에 의해 3주간의 기간 동안 25m 이상의 거대파랑이 10개 이상 관측되어 실제 해역에서 빈번히 마주칠 수 있는 현상임이 입증됨에 따라 지금까지 이유 불명으로 치부되어 왔던 많은 해양 재난이 거대파랑에 의해 발생했던 것으로 추정되고 있다.

거대파랑의 발생원인은 파군 형성과 관련한 파고분포 특성의 변화(Whitham, 1974), 파랑과 흐름의 상호작용(White and Fornberg, 1998), 전파하는 파군의 비선형 공명간섭(Kharif and Pelinovsky, 2003) 등이 제기되고 있으나, 그 출현의 복잡성과 자료의 부족 등으로 아직 명확하게 해명되지 못하고 있

* 대표저자 : 신승호(중신회원), shinsh@moeri.re.kr 042)868-7584

** 중신회원, kyhong@moeri.re.kr 042)868-7511

어, 거대파랑을 기진력으로 하는 유체력이 대양을 운항하는 선박들과 해양 부유구조물에 심각한 위협이 되고 있음에도 불구하고 관련 극한응답에 대한 올바른 평가기술이 정립되고 있지 못한 실정이다.

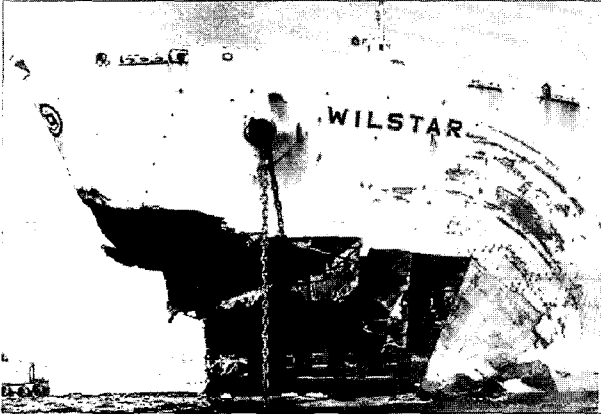


Fig. 1 Giant wave impact in the Agulhas current

본 연구에서는 실해역에서 발생하는 거대파의 실태와 선형 및 비선형이론에 근거한 거대파 발생 기구를 고찰하였으며, 비선형 파랑전파를 모사할 수 있는 수치모형을 개발하고 비선형 파랑 집중에 의한 고파랑 형성을 모사하여 거대파랑 형성 기구를 고찰하였다.

2. 거대파랑의 실태와 해난사고

선원들은 수 십 년 전부터 외양에 돌연 나타나는 거대파랑의 존재를 알고 있었다. 그 묘사는 제각각으로, 어느 때는 청천의 온화한 바다에서 또 어느 때는 황천 시에 통상 있을 수 없는 크기로 나타나 선박을 덮쳐버린다고 한다. 이러한 파도를 선원들은 Freak Wave(번덕파) 또는 Rogue Wave(파물 파도)라고도 불렀다. 그러나 선원들이 보고하는 거대파랑은 통계적으로 드물다는 이유로 오랜 시간 경시되어 왔다.

1995년 1월 1일, 북해의 수심 70m에 위치한 원유 시추 플랫폼 Draupner에 거대파랑이 덮쳤다. 파랑은 시추선에서 아래 방향으로 주사되는 레이저 장치에 의해 측정되었으며(Fig. 2) 20분 동안의 관측 자료로부터 산정된 유의파고는 약 12m이었으나, 최대 파고는 약 26m에 달하였다. 이는 20분 측정의 토대로 발견된 거대파랑의 최초 실측자료이자 존재에 대한 결정적 증거로서 많은 해양학자의 관심을 집중시킨 "New year wave"라는 별칭의 거대파랑이다.

New year wave의 발견 이후, 선박 및 해양 구조물의 막대한 피해를 야기하는 거대파랑에 대한 본격적인 연구를 위해 EU 연합이 지원하는 MAX Wave Project(<http://w3g.gkss.de/projects/maxwave/>)와 선박 및 해양 구조물의 극한 응답 및 외력에 관한 연구를 주요 주제로 다루는 연구기관인 CESOS (<http://cesos.ntnu.no/cesos/intro.php>) 등이 거대파랑에 대한 연구를 진행하였다.

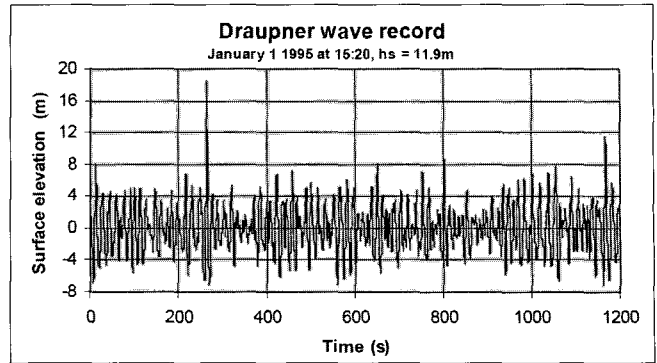


Fig. 2 Time series of Wave height at the Draupner Platform (1.1 1995, 15:20)

거대파랑에 의한 해난사고 가운데에서 뎀헨호(1978년), 퀸 엘리자베스 II호(1995년)의 사고는 잘 알려져 있다.

1978년 12월, 28명의 승조원을 태운 독일의 컨테이션 뎀헨호(선장 260m)는 브레멘 하펜을 출항하여 미국 사바나를 향하던 도중, 대서양 아조론 군도 부근에서 실종되었다. 당시 110척의 수색선과 13대의 비행기로 10일간의 대대적인 수색작업을 펼쳤으며, 수집된 구명정 및 선박의 고정 잔해로부터 30m급 파랑파의 조우 상황으로 추정하였다.

1995년 가을, 퀸 엘리자베스 II호는 New Foundland 먼 해상에서 태풍 'Luis'와 조우하였다. 선박의 항해일지에서 30m 가까운 파고와 조우했다고 기록하고 있으며, 이와 관련한 많은 증언도 확보하고 있다(Bigio, 1995; Haver, 2000).

또한, 브라질의 리오 데 자네이로 북측 연안 Campus basin에서는 거대파랑의 관측을 목적으로 1991년부터 5년간 정점 파랑관측을 실시하였다(Liu and Pinho, 2004). 매 3시간 마다 1Hz의 샘플링 간격으로 17분 동안 파를 관측한 전체 7457개의 유효 데이터 셋을 분석하였으며, 이를 통해 3.7%라고 하는 거대파고의 출현 빈도를 도출하여 거대파랑의 출현이 결코 드문 현상이 아님을 입증하였다.

3. 거대파 발생의 선형기구

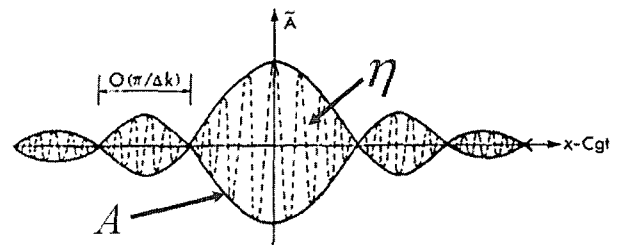


Fig. 3 Definition sketch of wave modulation

선형이론에서의 거대파 발생은 파의 중첩에 의한 변조현상(modulation)으로 설명할 수 있으며, 바람이라고 하는 불완전한 조파기의 수학적 표현으로 볼 수 있다. Fig. 3은 파의 진행 방향을 x 라 하고 중첩된 파의 군속도를 C_g 라 할 때, 특성 곡

선 $x - C_g t$ 상에 나타난 파의 중첩과 변조를 표현한 개념도이다. 여기서, η 는 수면변위, A 는 진폭변조파(amplitude modulated wave)로서 복소수로 표현되는 진폭변조함수 $A(x, t)$ 는 독자적인 주기와 파장을 가지고 진행하게 되며, 수면변위 $\eta(x, t)$ 는 다음과 같이 정의된다.

$$\eta(x, t) = Ae^{i\psi} + A^* e^{-i\psi} \quad (1)$$

여기서, 위상함수 $\psi = (kx - \omega t)$ 이고 k 는 파수, ω 는 각주파수이며, A^* 는 A 의 공액복소함수이다.

동일 방향으로 진행하는 두 개의 성분파가 식 (1)과 같이 기본이 되는 진동수 ω_0 로부터 약간의 차이가 나는 다른 진동수 $\omega_0 \pm \Delta\omega$ 를 가지고 있고, $\omega_1 = \omega_0 + \Delta\omega$, $\omega_2 = \omega_0 - \Delta\omega$ 라면, $k_1 = k_0 + \Delta k$, $k_2 = k_0 - \Delta k$ 가 되어 식 (2)와 같이 나타낼 수 있으며, 결과적으로 식 (3)으로 나타난다.

$$\eta = \eta_1 + \eta_2 = -A_0 \{ \exp[i(k_1 x - \omega_1 t - \delta)] + \exp[i(k_2 x - \omega_2 t - \delta)] \} \quad (2)$$

$$\eta = 2A_0 \cos(\Delta k x - \Delta\omega t - \delta) \sin(k_0 x - \omega_0 t) \quad (3)$$

이 합성파의 파수 k_0 , ω_0 를 가진 반송파(carrier wave)는 진행 파형에 진폭 $2A_0$ 의 변조 역할을 하고 있으며, 진폭변조함수는 $\Delta\omega \ll \omega_0$, $\Delta k \ll k_0$ 로 정의하면 반송파에 비해 큰 주기 및 파장을 가지고 있음을 알 수 있다.

또한, $dk/k \ll 1$ 인 서로 다른 파수를 가진 2개의 파열(wave train)의 경우에 있어서도 $\omega_{\pm} = \omega(k_0 \pm dk)$, $\omega_{\pm} = \omega(k_0 \pm dk)$ 로서 식 (4)의 급수 전개에 의해 식 (5)와 같이 동일한 형태의 변조함수를 가진 합성파 (5)를 얻을 수 있고

$$\omega_{\pm} = \omega_0 \pm dk\omega' + \frac{(dk)^2}{2}\omega'' + \frac{(dk)^3}{6}\omega''' + \dots \quad (4)$$

$$\eta = 2A_0 \cos [dk(x - C_g t)] \exp \left\{ i \left[k_0 x - \left(\omega_0 + \frac{\omega''}{2} (dk)^2 \right) t \right] \right\} \quad (5)$$

식(6)으로 표현되는 실 해역의 고파랑 시에 주로 형성되는 좁은 주파수 대역(narrow frequency band)의 파군에서와 같이 파수 $k = k_0$ 주위에 연속적으로 몰려있는 파의 군의 경우에 있어서도 유사한 형태의 선형 해 (7)을 얻을 수 있다.

$$\eta = \int_{k_0 - \Delta k}^{k_0 + \Delta k} A(k) \exp[i(kx - \omega t)] dk, \quad \frac{\Delta k}{k} \ll 1 \quad (6)$$

$$\eta = 2A(k_0) \frac{\sin \Delta k(x - C_g t)}{(x - C_g t)} \exp[i(k_0 x - \omega_0 t)] \quad (7)$$

Fig. 4는 동일 지점에서 중첩될 수 있도록 위상을 조절하면서 고주파수의 성분파를 시작으로 하여 점차 저주파수의 파를 입사 경계에서 조파시킴으로써 특성 좌표의 $x - C_g t = 250$ 에서 파랑 집중이 일어나도록 한 예이다. 이는 실험 수조에서의

극한 파랑 재현을 위해 빈번히 활용되고 있는 방법이며(예를 들어, Zhou et al., 1991; Hong and Shin, 2005), 선형이론에 근거한 파의 중첩으로부터 파랑의 집중 현상과 거대파랑 형성에 대한 가능성을 보여준다.

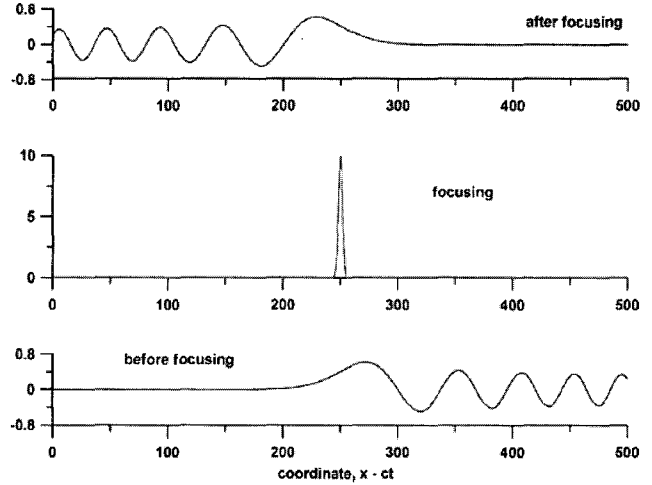


Fig. 4 Formation of the giant wave of Gaussian form based on linear wave theory (Karif and Pelinovsky, 2003)

4. 비선형 파랑집중과 Nonlinear Shrodinger 방정식

선형 파랑이론으로 설명할 수 없는 파랑의 에너지 집중현상은 Benjamin and Feir(1967)에 의해 제기되었으며, 긴 수로에 발생시킨 균일 Stokes파의 불안정성을 이론 및 실험으로 증명하였다. 이와 같은 파의 비선형 거동에 의해 발생하는 파랑 에너지의 집중 현상을 정성적으로 설명할 수 있는 방정식에 비선형 슈레딩거 방정식(이하, NLS 방정식)이 있다.

NLS 방정식은 단일 광 파이버 내의 광 전달특성으로부터 도출된 방정식으로서 비선형항과 분산항이 포함된 비선형 분산 파동방정식의 하나이다.

본 연구에서는 Mei et al.(2005)를 참고로 유체의 지배 방정식 및 경계조건으로부터 진폭변조함수 A 에 대한 NLS 방정식을 도출하였으며, 이를 토대로 비선형 현상에 대한 수치모형을 개발하였다.

4.1 파동 현상을 토대로 한 NLS 방정식

우선 x 방향으로 진행하는 반송파(carrier wave)의 약 변조(slow modulation)현상을 고려하기 위해 파형의 경사 정도를 표현하는 미소 파라미터 $\epsilon = ka (\ll 1, a$ 는 진폭)를 도입하고 다음과 같이 각 변수 및 도함수의 단계를 도입한다.

$$\begin{aligned} x_1 &= \epsilon x, & x_2 &= \epsilon^2 x, & x_3 &= \epsilon^2 x, \dots \\ y_1 &= \epsilon y, & y_2 &= \epsilon^2 y, & y_3 &= \epsilon^2 y, \dots \\ t_1 &= \epsilon t, & t_2 &= \epsilon^2 t, & t_3 &= \epsilon^2 t, \dots \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} & ; \frac{\partial}{\partial x} + \varepsilon \frac{\partial}{\partial x_1} + \varepsilon^2 \frac{\partial}{\partial x_2} + \dots \\ \frac{\partial^2}{\partial x^2} & ; \frac{\partial^2}{\partial x^2} + 2\varepsilon \frac{\partial^2}{\partial x \partial x_1} + \varepsilon^2 \left(\frac{\partial^2}{\partial x_1^2} + 2 \frac{\partial^2}{\partial x \partial x_2} \right) + \dots \end{aligned} \quad (9)$$

y 및 t 도함수도 동일

구하고자 하는 미지량 Φ, η 를 다음과 같이 섭동 전개하고

$$\begin{aligned} \Phi &= \sum_{n=1} \varepsilon^n \phi_n, & \eta &= \sum_{n=1} \varepsilon^n \eta_n \\ \left\{ \begin{aligned} \phi_n &= \phi_n(x, x_1, x_2, \dots; y_1, y_2, \dots; z, t, t_1, t_2, \dots) \\ \eta_n &= \eta_n(x, x_1, x_2, \dots; y_1, y_2, \dots; z, t, t_1, t_2, \dots) \end{aligned} \right. \end{aligned} \quad (10)$$

식 (8), (9)에 기초하여 비압축성 이상유체에 대한 Laplace 방정식(11), 자유 표면 경계조건식(12), 동역학적 경계조건식 (13) 및 저면의 경계조건 식 (14)에 대해 섭동 전개하고, 식 (15)와 같은 차수(order, n)와 조화성분(harmonic, m)을 도입 하면, (16), (17), (18)과 같은 경계치 문제로 귀결된다.

$$\nabla^2 \Phi(x, y, z, t) = 0 \quad (11)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} + g \frac{\partial \Phi}{\partial z} + \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \frac{1}{2} \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u}^2 = 0 \quad (12)$$

$$g\eta + \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{2} |\nabla \Phi|^2 = -\frac{P_a}{\rho} \quad (13)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0 \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \phi_n &= \sum_{m=-n}^n \phi_{nm} e^{im\psi} \\ \left(\begin{aligned} \text{e.g., } \phi_1 &= \phi_{10} + \phi_{11} e^{i\psi} + \phi_{1-1} e^{-i\psi} \\ \phi_2 &= \phi_{20} + \phi_{21} e^{i\psi} + \phi_{2-1} e^{-i\psi} + \phi_{22} e^{2i\psi} + \phi_{2-2} e^{-2i\psi} \end{aligned} \right) \end{aligned} \quad (15)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - m^2 k^2 \right) \phi_{nm} e^{im\psi} = F_{nm} e^{im\psi}, \quad -h < z < 0 \quad (16)$$

$$\left(g \frac{\partial}{\partial z} - m^2 \omega^2 \right) \phi_{nm} e^{im\psi} = G_{nm} e^{im\psi}, \quad z = 0 \quad (17)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \phi_{nm} e^{im\psi} = 0, \quad z = 0 \quad (18)$$

식 (16), (17), (18)의 경계치 문제는 $n \geq 2$ 에서 비동차 (inhomogeneous) 문제가 되지만, 이들의 해 도출 가능조건 (solvability condition)으로부터 각각의 차수에 대한 진폭변조함 수의 식을 유도할 수 있으며, 특히 3차($n=3$) 크기의 제 1 조화성 분 (3rd order 1st harmonic)의 해 도출 가능 조건으로부터 식 (19)와 같은 유한 수에서의 NLS 방정식을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial A}{\partial t_1} + C_g \frac{\partial A}{\partial x_1} \right) &= i\varepsilon \left\{ \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial k^2} \right) \frac{\partial^2 A}{\partial x_1^2} + \frac{C_g}{2k} \frac{\partial^2 A}{\partial y_1^2} \right. \\ &\quad - \frac{\omega k^2 (ch4q + 8 - 2th^2 q)}{16sh^4 q} |A|^2 A \\ &\quad \left. + \left(\frac{k^2}{2\omega ch^2 q} \frac{\partial \phi_{10}}{\partial t_1} - k \frac{\partial \phi_{10}}{\partial x_1} \right) A \right\} \end{aligned} \quad (19)$$

여기서, 식의 표현을 간단히 하기 위해 다음과 같은 약어를 사용하였다.

$$q = kh, \quad ch = \cosh, \quad sh = \sinh, \quad th = \tanh \quad (20)$$

식 (19)를 $kh \rightarrow \infty$ 로 확장하면 다음과 같은 심해 조건에서의 진폭변조함수 A 에 대한 NLS 방정식 (21)을 유도할 수 있으며, 이때 수면 변위 η 는 식 (22)와 같이 나타난다.

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial A}{\partial t_1} + C_g \frac{\partial A}{\partial x_1} \right) + i\varepsilon \left\{ \frac{\omega}{4k^2} \left(\frac{1}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial x_1^2} - \frac{C_g}{2k} \frac{\partial^2 A}{\partial y_1^2} \right) \right. \\ \left. + \frac{\omega k^2}{2} |A|^2 A + k \frac{\partial \phi_{10}}{\partial x_1} A \right\} = 0 \end{aligned} \quad (21)$$

$$\eta(x, t) = \frac{1}{2} (A(x, t) e^{i\psi} + C.C) \quad (22)$$

4.2 NLS 방정식에 기초한 비선형 파랑전파 수치모형의 개발

NLS 방정식은 해석에서 전파되는 파랑이 안정성을 잃고 거대 파랑으로 돌연 성장하며 파랑 에너지의 집중을 일으키는 상황을 설명해줄 수 있는 또 하나의 주요 단서로서 현재 많은 관련 연구자들의 주목을 받고 있는 식이다.

식 (19) 및 (21)에 나타난 바와 같이 NLS 방정식은 비선형 항과 분산항을 모두 가지고 있고, 이들 항의 균형에 따라 전파하는 비선형 파랑이 그 형태를 홀트리지 않은 채 진행하여 이른바 안정한 상태로 전파하기도 하지만, 비선형성과 분산성이 서로 균형을 잃게 되면 급격히 불안정해지며 경우에 따라서는 파랑의 집중이 나타나기도 한다.

NLS 방정식의 수치해석적인 고찰을 통해 비선형 파랑집중 특성을 조사하기 위해서는 그 수치해석 기법에 있어 주의가 필요하다. 특히 수치해석 기법에 따라서는 수치적 분산이 나타나 비선형 파랑의 물리적 특성과 무관하게 파형의 변형을 보일 수 있기 때문이다. 본 연구에서는 NLS 방정식의 수치해석 기법으로서 pseudo spectral method를 제안하고, 수치실험을 통해 개발된 모형의 검증을 수행하였다.

(1) Pseudo-spectral method을 적용한 수치 모형의 개발

Pseudo-spectral method는 미분방정식의 시간 미분에 있어서는 차분을 취하고, 공간 미분에 있어서는 spectral법을 취하는 방법이다.

반송파에 대한 진폭변조함수를 $A = A(x, t)$ 라 두고 A 의 x 에 관한 Fourier 변환을 $\hat{A}(k, t)$ 라 하면,

$$\hat{A}(k, t) = \mathcal{F} [A(x, t)] = \int_{-\infty}^{+\infty} A(x, t) \exp(-ikx) dx \quad (23)$$

또한 Fourier 역변환은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$A(x, t) = \mathcal{F}^{-1} [\hat{A}(k, t)] = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{A}(k, t) \exp(ikx) dk \quad (24)$$

따라서 A 의 공간 미분 $\partial/\partial x$ 은 Fourier 변환에 의해 다음과 같이 나타나게 되어 스펙트럼 공간에서 평가될 수 있다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial A(x,t)}{\partial x} &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{A}(k,t) \exp(ikx) dk \right) \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} ik \hat{A}(k,t) \exp(ikx) dk \\ &= \mathcal{F}^{-1} [ik \mathcal{F} [A(x,t)]] \end{aligned} \quad (25)$$

식 (21)을 평균 흐름이 없는 조건에서 x 방향의 2차원 식으로 나타내고 분산항 및 비선형항 계수를 각각 α, β 로 간략히 표현하면 다음과 같다.

$$i \left(\frac{\partial A}{\partial t} + C_g \frac{\partial A}{\partial x} \right) = \alpha \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \beta |A|^2 A \quad (26)$$

$$\alpha = \frac{\omega}{8k^2} \quad (27)$$

$$\beta = \frac{\omega k^2}{2} \quad (28)$$

식 (26)을 시간 미분에 대해 Leap-Frog법을 채용한 pseudo spectral method를 적용하면 식 (29)과 같은 식을 얻는다.

$$A(x,t+\Delta t) = A(x,t-\Delta t) - 2\Delta t \{ C_g \mathcal{F}^{-1} [ik \mathcal{F} [A(x,t)]] + i\alpha \mathcal{F}^{-1} [(ik)^2 \mathcal{F} [A(x,t)]] + i\beta A(x,t) |A(x,t)|^2 \} \quad (29)$$

(2) 수치모형의 검증

제안된 수치모형의 수치해석적 타당성을 검증하기 위해 수치실험을 수행하였다.

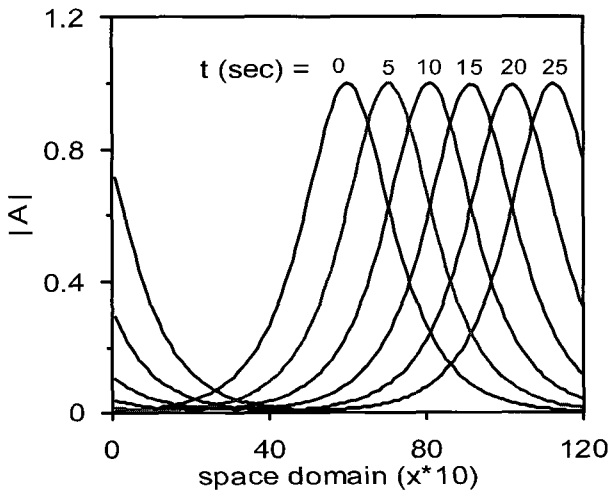


Fig. 5 Time variation of $|A|$

Fig. 5는 초기 파형으로서 sech 함수 형태의 고립파를 $A(x,0) = \text{sech}(x)$ 로 입력하고 파형의 전파 상황을 도시한 것이며, Table 1은 식(30)에 나타난 바와 같이 파형의 전파과정에서 보존되어야할 식 (26)의 보존량 I 의 정량적인 시간 변화량을 나타낸 것이다.

$$I = \int_{x_0}^{x_{\max}} |A|^2 dx \quad (30)$$

계산 조건은 $\Delta t = 1.0 \times 10^{-5} s$, $\Delta x = 0.1 m$ 로 하였으며, 식 (26)에서의 계수 α 및 β 는 파의 분산성과 비선형성이 균형을 이루어 안정된 고립파형이 유지될 수 있도록 각각 0.5, 1.0으로 설정하였다. Fig. 5 및 Table 1에서 나타난 바와 같이 초기 펄스형의 고립파는 계산 시간이 경과하여 파형이 진행하여도 보존량의 변화가 거의 없고 소수점 이하 5자리까지 잘 보존됨을 알 수 있어 NLS 방정식에 대한 수치해석 기법으로 선택한 pseudo spectral method가 타당한 기법임을 알 수 있다.

Table 1 Time variations of conservation quantity

Time (sec)	Quantity of conservation (I)
0	1.9999777990
5	1.9999946269
10	1.9999713748
15	1.9999566502
20	2.0000356477
25	1.9999726645
30	2.0000796541
35	1.9998345211
40	2.0000756872
45	2.0000587800
50	1.9999319388

5. 진행파열의 비선형 파랑집중에 대한 수치해석

식 (26)은 평균 흐름이 없는 심해 조건에서 x 방향으로 진행하는 파의 포락선을 표현하는 식을 이차원 문제($\partial/\partial y = 0$)로 단순화 한 형태이다.

본 절에서는 원거리를 진행하는 파열의 비선형 파랑 집중 현상을 고찰하기 위해 공간적으로 파와 함께 진행하는 $\xi = x - C_g t$, 시간적으로 t 가 $1/\epsilon$ 정도의 원거리 $\tau = \epsilon t$ 로써 특성좌표를 도입하면, 공간 및 시간에 관한 도함수는 다음과 같이 매개변수 ξ 및 τ 에 대해 표현된다.

$$\frac{\partial}{\partial t} = \epsilon \frac{\partial}{\partial \tau} - C_g \frac{\partial}{\partial \xi} \quad (31)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial \xi} \quad (32)$$

이상의 변형에 의해 식 (21)은 평균 흐름이 없는 심해 조건에서 원거리를 진행하는 파열에 관한 식으로 간략화되고, Mei et al.(2005)이 제안한 매개변수의 무차원화로 얻는 심해 조건에 해당하는 Cubic NLS 식(33)으로 진행하는 파열의 불안정과 비선형 파랑에너지 집중을 고찰하고자 한다.

$$-i \frac{\partial A}{\partial \tau} + \frac{1}{8} \frac{\partial^2 A}{\partial \xi^2} + \frac{1}{2} |A|^2 A = 0 \quad (33)$$

5.1 진행하는 규칙파열 전면에서의 불안정

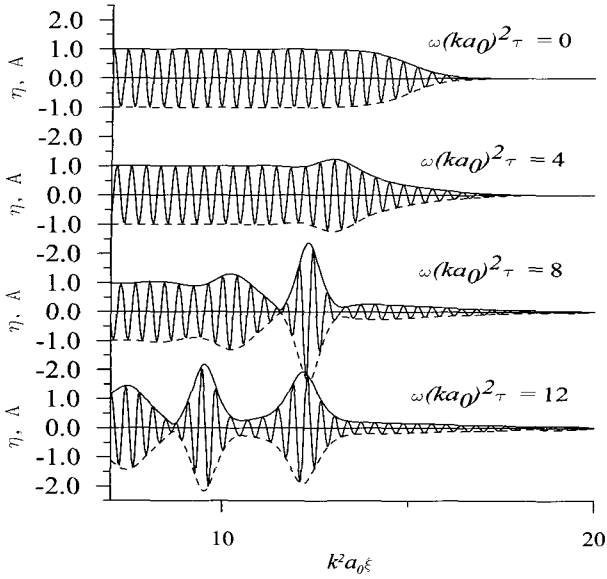


Fig. 6 Evolution of the front of a periodic wave train

Fig. 6은 수치 계산의 결과로서 긴 조파수로에서 발생시킨 규칙 파열(regular wave train)의 전면(wave front)에 대한 진화를 무차원화 된 원거리 공간좌표 및 시간에 대해 나타낸 것이다. 계산의 초기 파열의 포락파와 반송파는 그림의 최상단에 해당하며, 시간이 경과함에 따라 변화된 파형을 순차적으로 표기하였다.

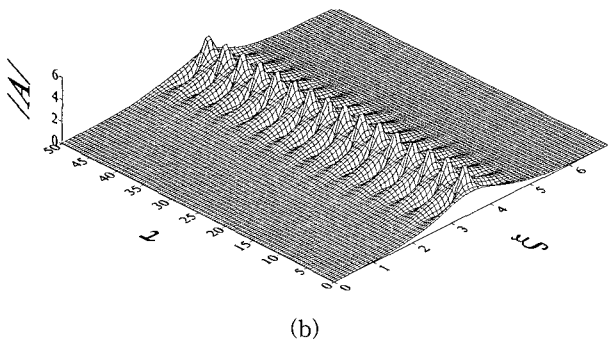
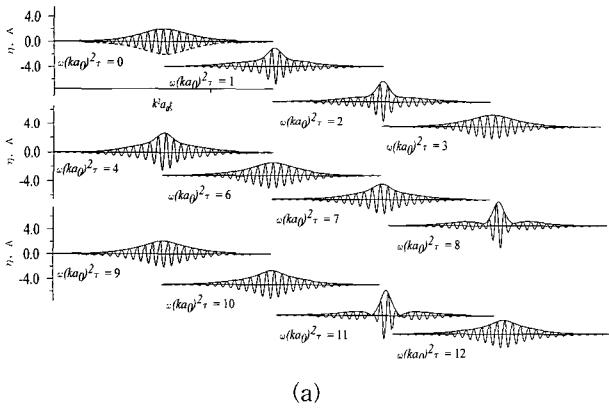


Fig. 7 Evolution of the envelope of a wave packet (the height of the envelop soliton = 2)

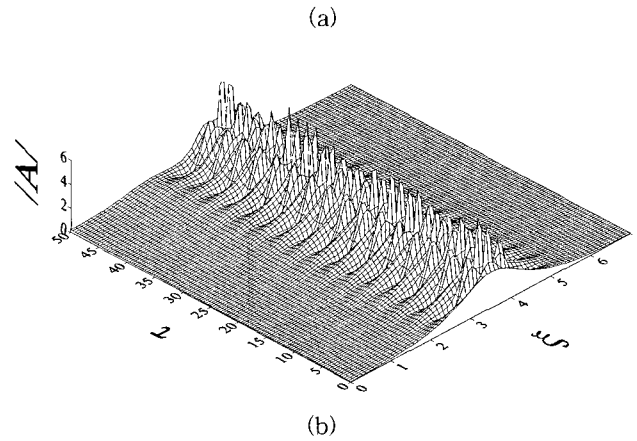
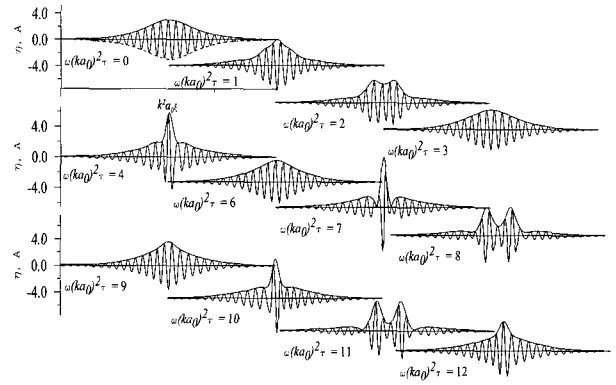


Fig. 8 Evolution of the envelope of a wave packet (the height of the envelop soliton = 3)

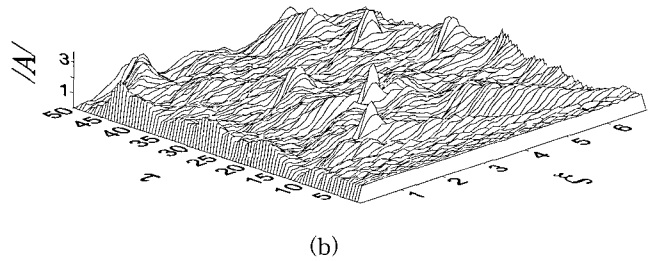
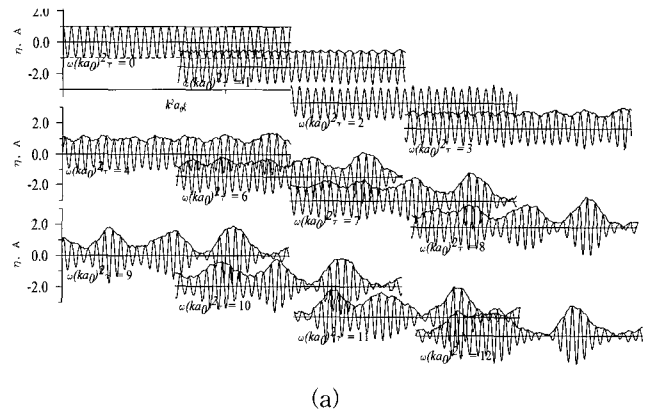


Fig. 9 Evolution of the uniform wave train

그림에서 나타난 바와 같이 규칙 파열의 전면은 원거리를 진행함에 따라 불안정이 심화되어, 유한 진폭 효과가 규칙파의 포락파를 변화시켜 강한 변조를 형성하는 것을 알 수 있다.

5.2 진행하는 Wave packet 및 균일파열의 진화

Wave packet 현상은 조파 수로에서 잠깐 조파기를 구동시킴으로써 발생될 수 있으며, Fig. 7은 포락과 솔리톤의 높이를 2로한 초기 파형($\omega(ka_0)\tau=0$)으로부터 시간과 공간의 경과에 따라 변조되는 wave packet의 형상을 계산한 결과이다. 그림에서 (a)는 원거리를 진행하는 반송파의 수면 변동 η 와 포락과 A 의 변화를 시간에 따라 나타낸 것이며, (b)는 계산된 포락 솔리톤($|A|$)을 원거리 공간(ξ) 및 시간(τ) 좌표 상에 함께 표시한 것이다.

Fig. 7에 나타낸 바와 같이 원거리를 진행하는 wave packet은 비선형 변조를 일으켜 점진적으로 파 에너지가 집중되는 현상이 나타나며, (a) 및 (b)에서 나타난 바와 같이 비선형 에너지 집중 현상은 $\tau_0=3.1$ 정도의 일정한 반복 주기를 가짐을 알 수 있다.

한편, Fig. 8은 Fig. 7의 wave packet과 동일한 반송파의 주파수 조건에서 포락과 솔리톤의 높이 만을 3이 되도록 하여 계산한 결과이다. Fig. 8(a), (b)에서 알 수 있는 바와 같이 반송파의 동일 주파수 조건으로 인해 wave packet의 파랑 집중 현상이 나타나는 반복 주기는 Fig. 7과 동일한 값을 나타내고 있지만, 하나의 반복 주기 내에서 크고 작은 펄스의 중심은 2회로 나타나고 있음을 알 수 있다. 이는 진행하는 wave packet의 비선형 파랑 집중이 발생하는 반복 주기는 반송파의 주파수에 좌우되며, 형상은 포락과 솔리톤의 높이에 따라 달라짐을 의미한다.

Fig. 9는 전형적인 Benjamin-Feir instability의 예를 보여주는 것으로서, 균일 Stokes 파열이 원거리로 진행함에 따라 점차 불안정하게 되어 비선형 변조 즉 파랑 집중이 나타나는 현상을 수치 계산으로 재현한 것이다. 초기의 단위 균일파열은 원거리를 진행하면서 점차 불안정이 더해져 국부적인 파랑 집중을 나타내어 초기 진폭의 2배 이상인 강한 변조를 나타내게 된다.

본 연구에서 다루어진 진행하는 Stokes 파열의 불안정과 파랑 집중 기구는 대양에서 발생하는 거대 파랑의 형성에 대한 비선형 기구의 한 단면을 잘 나타내고 있어 비선형이론에 근거한 파의 변조로부터 거대파랑이 형성될 수 있음을 보여준다.

6. 결 론

본 연구에서는 실해역에서 발생하는 거대파랑의 특성을 개괄하고 선형과 이론에 의한 파랑 집중 기구를 고찰하였다. 또한 비선형 파랑 집중 기구를 고찰하기 위해 비선형 파랑의 진화를 표현하는 비선형 슈레딩거 식을 유도하고 수치모형을 개발하였다.

개발된 수치 모형의 타당성은 펄스형 고립파형의 전파로서 검증하고 제안된 수치계산법이 타당함을 확인하였으며, 수치 해석을 통하여 균일 파열 전면, wave packet 및 균일 Stokes 파열의 불안정과 파랑집중 현상을 모사하여 비선형 기구에 의한 거대 파랑 형성의 가능성을 고찰하였다.

후후 수치 모형의 3차원 확장을 통해 비선형 변조에 의한 거대 파랑의 3차원적 특성의 파악과 실해역에서의 거대 파랑 발생 조건에 대한 고찰이 더욱 필요하리라 사료된다.

후 기

본 연구는 기본연구사업인 “기상 재난파에 의한 해양구조물의 안전성 평가기술 개발” 과 해양수산부의 지원으로 수행된 “파력발전 실용화 기술 연구” 연구결과 중 일부입니다.

참 고 문 헌

- [1] Benjamin, T. B. and Feir, J. E. (1967), "The disintegration of wave trains on the deep water", *J. Fluid Mech.*, Vol. 27, pp. 417-430.
- [2] Bigio (1995), "Luis and the Buoys and the Queen", *4th Int. Workshop on Wave Hindcasting and Forecasting*.
- [3] Haver, S. (2000), "Evidences of the Existence of Freak Waves", *Rogue waves 2000*, pp. 129-140.
- [4] Kharif, C. and Pelinovsky, E. (2003), "Physical mechanisms of the rogue wave phenomenon", *European J. of Mechanics B/Fluids*, Vol. 22, pp. 603-634.
- [5] Lehner S., Gunther, H. and Rosenthal, W. (2005), "Extreme Wave Observations from Radar Data Set", *Ocean Waves Measurement and Analysis, 5th Int. Symp. Waves 2005*, pp. 69_1-69_10.
- [6] Liu, P. C. and Pinho, U. F. (2004), "Freak waves - more frequent than rare !", *Annales Geophysicae*, Vol. 22, pp. 1839-1842.
- [7] Mei, C. C., Stiassnie, M. and Yue, D. K.-P. (2005), "Theory and Applications of Ocean Surface Waves, Part 2: Nonlinear Aspects", *Advanced Series on Ocean Engineering*, Vol. 23, World Scientific Press.
- [8] Hong, K. and Shin, S. H. (2005), "Distribution of Impact Pressures on the Surface of Inclined Cylinder caused by Laboratory Breaking Waves", *Ocean Waves Measurement and Analysis, 5th Int. Symp. Waves 2005*, pp. 130_1-130_9.
- [9] White, B. and Fornberg, B. (1998), "On the chance of freak waves at sea", *J. Fluid Mech.*, Vol. 355, pp. 113-138.
- [10] Whitham, G. B. (1974), "Linear and Nonlinear Waves", Wiley Press.
- [11] Zhou, D., Chan, E. S., and Melville, W. K. (1991). "Wave impact pressures on vertical cylinders ". *Appl. Ocean Res.*, Vol. 13(5), pp. 220-234.

원고접수일 : 2006년 2월 28일

원고채택일 : 2006년 4월 25일

