韓國水資源學會論文集
第31卷 第3號 · 1998年 6月
pp. 223~234

사석잠제와 Stokes 3차파와의 비선형간섭에 관한 연구

Nonlinear Interaction between the Permeable Submerged Breakwater and Third Order Stokes Waves

정 연 태*
Jeong, Yeon Tae

Abstract

Recently, the interests of the construction of the permeable submerged breakwaters have been increased to preserve and to improve the coastal environment, and to control the incident waves and littoral transport. It is very important to predict the wave transformation precisely over the permeable submerged breakwaters. This study discusses nonlinear wave transformation and characteristics by using BEM based on the frequency domain method of the 3rd-order Stokes waves. The Dupuit-Forchheimer formula is applied to the analysis of the fluid resistance of rubble stones, and the equation about equivalent linear frictional coefficient is newly modified based on the Lorentz's condition for the equivalent work. The numerical results are compared with the experimental ones for verification. These two results give a close agreement each other. It is confirmed that the present method of the 3rd-order Stokes waves estimates more precisely than that of the 2nd-order Stokes waves.

Keywords : third-order Stokes waves, frequency domain method, permeable submerged breakwater, nonlinear wave transformation, equivalent linear frictional coefficient

요 지

파랑제어 및 표사제어라고 하는 해안·항만구조물의 원래의 기능 이외에 해양·해안환경의 유지·개선의 기능까지도 갖춘 투과성잠제에 의한 비선형파랑변형을 해석하였다. 해석법으로서 Stokes 3차파에 기초한 섭동전개법과 경계요소법을 병용하는 주파수영역해석법을 처음으로 투과성잠제의 파랑변형에 적용하였다. 투과층내의 유체운동의 저항에는 Dupuit-Forchheimer의 저항식을 적용하며, Lorentz의 등가일원리에 기초하여 얻어지는 등가선형마찰계수의 산정식을 공간적분만의 형태로 나타내었다. 본 이론의 검증을 위하여 수리모형실험을 실시하였으며, 얻어진 수리모형실험결과는 수치해석결과와 잘 일치하므로 그의 타당성이 검증되었고, 본 해석결과가 Stokes 2차파에 기초한 결과보다도 더 정확성을 가진다는 것을 확인할 수 있었다.

핵심용어 : Stokes 3차파, 주파수영역해석법, 투과성잠제, 비선형파랑변형, 등가마찰계수

* 부산전문대학 토목과 조교수

1. 서 론

최근 해양환경오염과 무분별한 개발로 인한 해양환경 변화의 인식과 더불어 경제력의 증대에 따라 환경친화적 및 인간친화적인 해양공간을 계획·실시하고 있는 추세에 있으며, 그의 공간을 이루는 해양·해안구조물에 대해서도 그 원래의 기능뿐만 아니라, 환경면과 생태계의 보존 기능까지도 고려한 해양·해안구조물에 대한 연구가 활발히 진행되고 있다. 이들 중에 잠제는 천단상의 유수역을 통한 해수교환이 원활하고, 주변해역의 경관을 해치지 않으며, 연약지반에도 지반의 개량작업 없이 건설이 가능한 장점 등으로 환경친화적 해양·해안구조물로 잠제에 대한 연구가 국내외적으로 활발히 진행되어 왔다. (윤덕영 등, 1996; 김도삼 등, 1997a; Sulisz, 1985)

투과성잠제에 의한 파랑변형의 연구는 Sulisz(1985), 泉宮尊司와 遠藤雅人(1989), 강인식 등(1994)의 선형해석을 위시하여, 出口一郎 등(1988), 김도삼 등(1997a)에 의한 Stokes 2차파에 기초한 비선형해석(주파수영역해석), 완경사방정식에 기초한 Somchai 등(1989a)의 비선형해석(시간영역해석), 비선형 Boussinesq 방정식에 기초한 喜岡涉 등(1994)의 비선형해석(시간영역해석) 및 水谷法美 등(1995)의 경계요소법과 유한요소법을 병용하는 Hybrid법에 의한 강비선형해석 등을 들 수 있다. 여기서 시간경과에 따른 파랑의 변화과정을 추적해가는 비선형시간영역해석법은 불규칙파랑을 해석할 수 있는 장점은 있으나 계산시간이 길어지는 단점을 가지고 있다. 특히, 강비선형해석의 경우는 포텐셜이론을 적용하는 경우(김도삼 등, 1997(b))에는 쇄파직전까지의 파랑변형은 해석이 가능하지만 쇄파후의 해석이 불가능하다는 단점과 고정도의 해석법이지만, 계산시간이 막대하게 소요되는 단점이 있기 때문에 반드시 좋은 해석법이라고는 할 수 없다. 최근 쇄파후의 파랑변형까지 계산되는 VOF(volume of fluid)법에 기초한 강비선형해석법(Iwata 등, 1996)이 제안되고 있으나, 계산법이 아직 확립되어 있지 않은 실정에 있다.

본 연구에서는 기존의 Stokes 2차파에 기초한 김도삼 등(1997a)의 해석법을 보다 고정도의 Stokes 3차파에 기초한 비선형해석법(주파수영역해석법)을 적용하여 사석잠제에 의한 비선형파랑변형을 해석하고, 산정된 수치해석의 결과와 수리모형실험으로부터 얻어진 결과를 비교·검토하여 본 해석법의 타당성을 검증함과 동시에 비선형파랑변형 특성을 검토하였다.

2. 이론적 해석

그림 1과 같이 임의 형상의 투과성잠제가 놓인 2차원 파동장에 x의 (+)방향에서 파가 입사하는 경우를 고려하였다. 감쇠정상파의 영향이 미치지 않는 일정수심역의 $x=\pm b$지점에 가상경계면(fictitious open boundary)을 설정하면 유체영역은 $R^{(+)}$, $R^{(-)}$ 및 $R^{(0)}$의 세 영역으로 분할되고, 계산영역인 폐영역 $R^{(0)}$의 경계면은 자유수면, 가상경계면 및 잠제의 표면을 포함하는 해저면으로 구성된다. 경계면을 따르는 방향을 s, 그의 외향 법선을 ν, 수면변동을 $\eta(x;t)$로 나타내었다.

유체운동을 비압축유체의 비회전운동으로 가정하면 속도포텐셜 $\Phi(x,z;t)$는 다음의 Laplace방정식을 만족한다.

$$\nabla^2\Phi = 0 \tag{1}$$

여기서, $\nabla=(\frac{\partial}{\partial x},\frac{\partial}{\partial y})$는 2차원의 공간미분연산자이다.

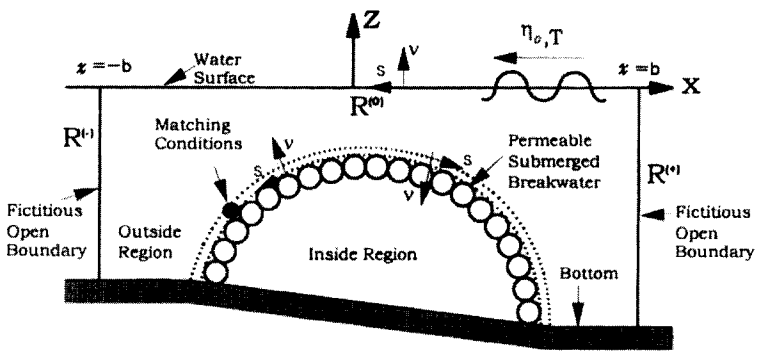

그림 1. 투과성잠제

2.1 경계조건

2.1.1 자유수면 경계조건

2차원파동장에 자유수면의 운동학적 경계조건과 동역학적 경계조건은 다음과 같이 주어진다.

$$\eta_t - \Phi_z + \Phi_x \eta_x = 0; \quad z = \eta(x;t) \quad (2)$$

$$\Phi_t + g\eta + \frac{1}{2}(\Phi_x^2 + \Phi_z^2) = Q; \quad z = \eta(x;t) \quad (3)$$

여기서, g는 중력가속도, Q는 Bernoulli 상수, 아랫첨자 x, z, t는 편미분을 나타낸다.

속도포텐셜 $\Phi(x,z;t)$, 수면변동 $\eta(x;t)$, 각주파수 σ 및 Bernoulli상수 Q는 미소매개변수 ε($\varepsilon = k^{(1)}\eta_0$, $k^{(1)}$은 ε에 관한 1차의 입사파의 파수, η_0는 입사파의 진폭)에 의해 다음과 같은 섭동전개가 가능하다고 가정한다.

$$\begin{aligned}\Phi(x,z;t) &= \varepsilon\phi^{(1)}(x,z)e^{i\sigma t} \\ &+ \varepsilon^2\{\phi^{(2)}(x,z)e^{2i\sigma t} + \phi_0^{(2)}(x,z)\} \\ &+ \varepsilon^3\{\phi^{(3)}(x,z)e^{3i\sigma t} + \phi_1^{(3)}(x,z)e^{i\sigma t}\} + \cdots\end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned}\eta(x;t) &= \varepsilon\eta^{(1)}(x)e^{i\sigma t} + \varepsilon^2\{\eta^{(2)}(x)e^{2i\sigma t} + \eta_0^{(2)}(x)\} \\ &+ \varepsilon^3\{\eta^{(3)}(x)e^{3i\sigma t} + \eta_1^{(3)}(x)e^{i\sigma t}\} + \cdots\end{aligned} \quad (5)$$

$$\sigma = \sigma^{(0)} + \varepsilon\sigma^{(1)} + \varepsilon^2\sigma^{(2)} + \cdots \quad (6)$$

$$Q = \varepsilon Q^{(1)} + \varepsilon^2 Q^{(2)} + \varepsilon^3 Q^{(3)} + \cdots \quad (7)$$

여기서, i는 허수단위, $\phi_0^{(2)}$, $\eta_0^{(2)}$는 시간에 관계하지 않는 ε의 2차성분, $\phi_1^{(3)}$, $\eta_1^{(3)}$는 ε의 3차의 기본주파수성분을 나타낸다.

자유수면의 두 경계조건식을 정수면 $z=0$에 대해 Taylor 급수전개하고, 각각에 식 (4) ~ (7)을 대입하면 ε에 관한 1차, 2차 및 3차의 두 경계조건을 구할 수 있다. 이로부터 ε의 각 차수에 대한 각각의 두 식으로부터 수면변동을 소거하면 ε에 관한 1차, 2차 및 3차의 수면경계조건이 얻어진다. 여기서, ε에 관한 1차, 2차의 2배주파수 성분은 윤덕영 등(1996)의 결과와 동일하므로, 본 연구에서는 ε에 관한 3차의 3배주파수 성분 및 기본주파수 성분만을 기술하면 다음과 같다 (단, 본 해석기법은 주파수영역에서의 해석이므로 필요한 경우를 제외하고 시간항 $e^{3i\sigma t}$, $e^{i\sigma t}$는 생략하여 기술하였음).

(가) ε에 대한 3차의 3배주파수성분

$$\begin{aligned}\phi_z^{(3)} - 9\sigma_g\phi^{(3)} = &-\frac{3i\sigma^{(0)}}{g}\{\phi_x^{(1)}\phi_x^{(2)} + \phi_z^{(1)}\phi_z^{(2)}\} - \frac{1}{4g}\{(\phi_x^{(1)})^2\phi_{xx}^{(1)} + (\phi_z^{(1)})^2\phi_{zz}^{(1)} + 2\phi_x^{(1)}\phi_z^{(1)}\phi_{xz}^{(1)}\} \\ &- \frac{1}{2}\eta^{(1)}\{\phi_z^{(2)} - 4\sigma_g\phi^{(2)}\}_z - \frac{1}{2}\eta^{(2)}\{\phi_z^{(1)} - \sigma_g\phi^{(1)}\}_z \\ &- \frac{i\sigma^{(0)}}{g}\eta^{(1)}\{\phi_{xz}^{(1)}\phi_x^{(1)} + \phi_{zz}^{(1)}\phi_z^{(1)}\} - \frac{1}{8}\eta^{(1)^2}\{\phi_z^{(1)} - \sigma_g\phi^{(1)}\}_{zz}\end{aligned} \quad (8)$$

(나) ε에 대한 3차의 기본주파수성분

$$\begin{aligned}\phi_{1,z}^{(3)} - \sigma_g\phi_1^{(3)} = &\frac{2\sigma^{(0)}\sigma^{(2)}}{g}\phi^{(1)} - \frac{i\sigma^{(0)}}{g}\{\phi_x^{(2)}\phi_{*,x}^{(1)} + \phi_z^{(2)}\phi_{*,z}^{(1)}\} \\ &- \frac{i\sigma^{(0)}}{g}\phi_x^{(1)}\{\phi_{0,x}^{(2)} + \phi_{0,*,x}^{(2)}\} - \frac{i\sigma^{(0)}}{g}\phi_z^{(1)}\{\phi_{0,z}^{(2)} + \phi_{0,*,z}^{(2)}\} \\ &- \frac{1}{4g}\{(\phi_x^{(1)})^2\phi_{*,xx}^{(1)} + (\phi_z^{(1)})^2\phi_{*,zz}^{(1)} + 2(|\phi_x^{(1)}|^2\phi_{xx}^{(1)} + |\phi_z^{(1)}|^2\phi_{zz}^{(1)})\} \\ &- \frac{1}{2g}\{\phi_{*,x}^{(1)}\phi_z^{(1)}\phi_{xz}^{(1)} + \phi_x^{(1)}\phi_{*,z}^{(1)}\phi_{xz}^{(1)} + \phi_x^{(1)}\phi_z^{(1)}\phi_{*,xz}^{(1)}\} \\ &- \frac{1}{2}\eta_*^{(1)}\{\phi_z^{(2)} - 4\sigma_g\phi^{(2)}\}_z - \frac{1}{2}\eta^{(2)}\{\phi_{*,z}^{(1)} - \sigma_g\phi_*^{(1)}\}_z \\ &- \frac{1}{2}(\eta_0^{(2)} + \eta_{0,*}^{(2)})\{\phi_z^{(1)} - \sigma_g\phi^{(1)}\}_z - \frac{1}{2}\eta^{(1)}\{\phi_{0,zz}^{(2)} + \phi_{0,*,zz}^{(2)}\} \\ &- \frac{1}{4}|\eta^{(1)}|^2\{\phi_z^{(1)} - \sigma_g^{(0)}\phi^{(1)}\}_{zz} - \frac{1}{8}\eta^{(1)^2}\{\phi_{*,z}^{(1)} - \sigma_g\phi_*^{(1)}\}_{zz} \\ &- \frac{i\sigma^{(0)}}{g}\eta_*^{(1)}\{\phi_x^{(1)}\phi_{xz}^{(1)} + \phi_z^{(1)}\phi_{zz}^{(1)}\}\end{aligned} \quad (9)$$

여기서, $\sigma_g = \sigma^{(0)^2}/g$, 아랫첨자 $*$는 공액복소수를 나타낸다.

2.1.2 가상경계면의 경계조건

가상경계면에서 경계조건 $\Phi|_{x=-b}$, $\partial\Phi/\partial\nu|_{x=+b}$는 유체영역 $R^{(+)}$, $R^{(-)}$에서의 속도포텐셜을 해석적으로 구함으로써 주어진다.

(1) 영역 $R^{(+)}$에서의 속도포텐셜

ε에 관한 1차, 2차의 속도포텐셜 및 수면변동 $\phi^{(1)}$, $\phi^{(2)}$, $\phi_0^{(2)}$, $\eta^{(1)}$, $\eta^{(2)}$, $\eta_0^{(2)}$의 결과식을 ε의 3차의 3배주파수성분, 기본주파수성분의 수면경계조건 식 (8), (9)에 대입하면 각각 다음 식과 같이 된다.

$$\begin{aligned}\phi_z^{(3)} - 9\sigma_g\phi^{(3)} &= \Psi_{3,3}\left\{e^{3ik^{(1)}x} + B_0^{(1)3}e^{-3ik^{(1)}x}\right\}\\ &+ \Psi_{1,1}\left\{B_0^{(1)}e^{ik^{(1)}x} + B_0^{(1)2}e^{-ik^{(1)}x}\right\}\\ &+ i\Psi_{1,2}B_0^{(2)}e^{i(k^{(1)}-k^{(2)})x}\\ &+ i\,\widetilde{\Psi_{1,2}}B_0^{(1)}B_0^{(2)}e^{-i(k^{(1)}+k^{(2)})x}\end{aligned} \tag{10}$$

$$\begin{aligned}\phi_{1,z}^{(3)} - \sigma_g\phi_1^{(3)} &= \psi_{3,3}\left\{B_{0,*}^{(1)}e^{3ik^{(1)}x} + B_0^{(1)2}e^{-3ik^{(1)}x}\right\}\\ &+ \left\{\psi_{1,1}|B_0^{(1)}|^2 + \psi_{0,1}\right\}e^{ik^{(1)}x}\\ &+ \left\{\widetilde{\psi_{1,1}}B_0^{(1)}|B_0^{(1)}|^2 + \widetilde{\psi_{0,1}}B_0^{(1)}\right\}e^{-ik^{(1)}x}\\ &+ i\psi_{1,2}B_0^{(2)}B_{0,*}^{(1)}e^{i(k^{(1)}-k^{(2)})x}\\ &+ i\,\widetilde{\psi_{1,2}}B_0^{(2)}e^{-i(k^{(1)}+k^{(2)})x}\end{aligned} \tag{11}$$

여기서, $B_0^{(1)}$은 ε의 1차의 반사율, $B_0^{(2)}$는 파와 잠제와의 비선형간섭에 의해 발생하는 ε의 2차의 자유파성분을 나타내는 속도포텐셜의 미지계수이고, 자유파성분의 파수 $k^{(2)}$는 분산관계식 $4\sigma_g = k^{(2)}\tanh k^{(2)}h$에서 구해지는 고유치이다. 단, 각각의 계수는 다음과 같다.

$$\Psi_{3,3} = a_s\left\{10\sigma_g\tanh 2k^{(1)}h + \frac{\sigma_g^2}{k^{(1)}} - 9k^{(1)}\right\} + \frac{3\sigma^{(0)}\left[k^{(1)2}\left\{2\sigma_g^2 - k^{(1)2}\right\} - \sigma_g^4\right]}{8k^{(1)3}\sigma_g^2}$$

$$\Psi_{1,1} = a_s\left\{10\sigma_g\tanh 2k^{(1)}h + \frac{\sigma_g^2}{k^{(1)}} + 3k^{(1)}\right\} + b_s\left\{\frac{\sigma_g^2 - k^{(1)2}}{k^{(1)}}\right\} - \frac{\sigma^{(0)}\left[k^{(1)2}\left\{34\sigma_g^2 - 3k^{(1)2}\right\} + 9\sigma_g^4\right]}{8k^{(1)3}\sigma_g^2}$$

$$\Psi_{1,2} = -\frac{3\sigma^{(0)}k^{(2)}}{k^{(1)}\sigma_g} - \frac{21\sigma^{(0)}\sigma_g}{k^{(1)2}} + \frac{\sigma^{(0)}k^{(2)2}}{2\sigma_g k^{(1)2}} + \frac{\sigma^{(0)}}{\sigma_g}$$

$$\widetilde{\Psi_{1,2}} = \frac{3\sigma^{(0)}k^{(2)}}{k^{(1)}\sigma_g} - \frac{21\sigma^{(0)}\sigma_g}{k^{(1)2}} + \frac{\sigma^{(0)}k^{(2)2}}{2\sigma_g k^{(1)2}} + \frac{\sigma^{(0)}}{\sigma_g}$$

$$\psi_{3,3} = -a_s\left\{2\sigma_g\tanh 2k^{(1)}h + \frac{\sigma_g^2}{k^{(1)}} - k^{(1)}\right\} + \frac{\sigma^{(0)}\left[k^{(1)2}\left\{10\sigma_g^2 - 9k^{(1)2}\right\} - \sigma_g^4\right]}{8k^{(1)3}\sigma_g^2}$$

$$\psi_{1,1} = b_s\left\{\frac{\sigma_g - k^{(1)2}}{k^{(1)}}\right\} + \frac{\sigma^{(0)}\left[3k^{(1)2}\left\{2\sigma_g^2 + k^{(1)2}\right\} - \sigma_g^4\right]}{4k^{(1)3}\sigma_g^2}$$

$$\psi_{0,1} = \frac{2\sigma^{(2)}}{k^{(1)}} - a_s\left\{2\sigma_g\tanh 2k^{(1)}h - \frac{\sigma_g^2}{k^{(1)}} - 3k^{(1)}\right\} - \frac{\sigma^{(0)}\left[k^{(1)2}\left\{10\sigma_g^2 - 3k^{(1)2}\right\} + \sigma_g^4\right]}{8k^{(1)3}\sigma_g^2} + \frac{Q^{(2)}\left\{\sigma_g^2 - k^{(1)2}\right\}}{k^{(1)}\sigma^{(0)}}$$

$$\widetilde{\psi_{1,1}} = -a_s\left\{2\sigma_g\tanh 2k^{(1)}h - \frac{\sigma_g^2}{k^{(1)}} - 3k^{(1)}\right\} - \frac{\sigma^{(0)}\left[k^{(1)2}\left\{10\sigma_g^2 - 3k^{(1)2}\right\} + \sigma_g^4\right]}{8k^{(1)3}\sigma_g^2}$$

$$\widetilde{\psi_{0,1}} = \psi_{1,1} + \frac{Q^{(2)}\left\{\sigma_g^2 - k^{(1)2}\right\}}{k^{(1)}\sigma^{(0)}} + \frac{2\sigma^{(2)}}{k^{(1)}}, \quad \psi_{1,2} = -\frac{\sigma^{(0)}k^{(2)}}{k^{(1)}\sigma_g} + \frac{3\sigma^{(0)}\sigma_g}{k^{(1)2}} - \frac{\sigma^{(0)}k^{(2)2}}{2\sigma_g k^{(1)2}} + \frac{\sigma^{(0)}}{\sigma_g}$$

$$\widetilde{\psi_{1,2}} = +\frac{\sigma^{(0)}k^{(2)}}{k^{(1)}\sigma_g} + \frac{3\sigma^{(0)}\sigma_g}{k^{(1)2}} - \frac{\sigma^{(0)}k^{(2)2}}{2\sigma_g k^{(1)2}} + \frac{\sigma^{(0)}}{\sigma_g}$$

$$a_s = -\frac{3\sigma^{(0)}\cosh 2k^{(1)}h}{8k^{(1)2}\sinh^4 k^{(1)}h}, \quad b_s = \frac{g(3\sigma_g^2 + k^{(1)2})}{4k^{(1)2}\sigma^{(0)}\sigma_g}$$

(가) ε에 관한 3차의 3배주파수성분의 속도포텐셜

3배주파수성분의 속도포텐셜 $\phi^{(3)}$을 구하기 위하여 자유수면 경계조건 식 (10)을 고려하여 Laplace방정식 (1)과 해저경계조건을 만족하도록 $\phi^{(3)}$를 다음과 같이 가정하였다.

$$\begin{aligned}\phi^{(3)}(x,z) &= B_0^{(3)} e^{-ik^{(3)}x} Z(k^{(3)}z) \\ &+ \overline{\Psi_{3,3}}\{e^{3ik^{(1)}x} + B_0^{(1)^3} e^{-3ik^{(1)}x}\} Z(3k^{(1)}z) \\ &+ \overline{\Psi_{1,1}}\{B_0^{(1)} e^{ik^{(1)}x} + B_0^{(1)^2} e^{-ik^{(1)}x}\} Z(k^{(1)}z) \\ &+ i\overline{\Psi_{1,2}} B_0^{(2)} e^{i(k^{(1)}-k^{(2)})x} Z((k^{(1)}-k^{(2)})z) \\ &+ i\overline{\widetilde{\Psi}_{1,2}} B_0^{(1)} B_0^{(2)} e^{-i(k^{(1)}+k^{(2)})x} Z((k^{(1)}+k^{(2)})z)\end{aligned} \tag{12}$$

여기서, $B_0^{(3)}$은 3차의 자유파성분을 나타내는 속도포텐셜의 미지계수, $\overline{\Psi_{3,3}}$, $\overline{\Psi_{1,1}}$, $\overline{\Psi_{1,2}}$, $\overline{\widetilde{\Psi}_{1,2}}$은 속도포텐셜의 미지계수, $Z(nz)=\cosh n(z+h)/\cosh nh$ $(n=k^{(1)}, k^{(3)}, 3k^{(1)}, k^{(1)}\pm k^{(2)})$이다.

식 (12)를 식 (10)에 대입하면 다음과 같이 파수 $k^{(3)}$에 대한 분산관계식과 미지계수가 얻어진다.

$$9\sigma_g = k^{(3)}\tanh k^{(3)}h$$

$$\overline{\Psi_{3,3}} = \frac{\Psi_{3,3}}{3k^{(1)}\tanh 3k^{(1)}h - 9\sigma_g}$$

$$\overline{\Psi_{1,1}} = \frac{\Psi_{1,1}}{k^{(1)}\tanh k^{(1)}h - 9\sigma_g}$$

$$\overline{\Psi_{1,2}} = \frac{\Psi_{1,2}}{(k^{(1)}-k^{(2)})\tanh(k^{(1)}-k^{(2)})h - 9\sigma_g}$$

$$\overline{\widetilde{\Psi}_{1,2}} = \frac{\widetilde{\Psi}_{1,2}}{(k^{(1)}+k^{(2)})\tanh(k^{(1)}+k^{(2)})h - 9\sigma_g}$$

(나) ε에 관한 3차의 기본주파수성분의 속도포텐셜

ε에 관한 3차의 기본주파수성분의 속도포텐셜 $\phi_1^{(3)}$을 구하기 위하여 자유수면 경계조건식 (11)을 고려하여 Laplace방정식 (1)과 해저경계조건을 만족하도록 $\phi_1^{(3)}$를 다음과 같이 가정하였다.

$$\begin{aligned}\phi_1^{(3)}(x,z) &= B_{0,1}^{(3)} e^{-ik^{(1)}x} Z(k^{(1)}z) + \overline{\phi_{3,3}}\{B_{0,*}^{(1)} e^{3ik^{(1)}x} + B_0^{(1)^3} e^{-3ik^{(1)}x}\} Z(3k^{(1)}z) \\ &+ \left[\{\overline{\phi_{1,1}}|B_0^{(1)}|^2 + \overline{\phi_{0,1}}\} e^{ik^{(1)}x} + \{\overline{\widetilde{\phi}_{1,1}} B_0^{(1)}|B_0^{(1)}|^2 + \overline{\widetilde{\phi}_{0,1}} B_0^{(1)}\} e^{-ik^{(1)}x}\right] Z(k^{(1)}z) \\ &+ i\overline{\phi_{1,2}} B_0^{(2)} B_{0,*}^{(1)} e^{i(k^{(1)}-k^{(2)})x} Z((k^{(1)}-k^{(2)})z) \\ &+ i\overline{\widetilde{\phi}_{1,2}} B_0^{(2)} e^{-i(k^{(1)}+k^{(2)})x} Z((k^{(1)}+k^{(2)})z)\end{aligned} \tag{13}$$

여기서, $B_{0,1}^{(3)}$, $\overline{\phi_{3,3}}$, $\overline{\phi_{1,2}}$, $\overline{\widetilde{\phi}_{1,2}}$, $\overline{\phi_{0,1}}$, $\overline{\widetilde{\phi}_{0,1}}$, $\overline{\phi_{1,1}}$, $\overline{\widetilde{\phi}_{1,1}}$는 속도포텐셜의 미지계수이다.

식 (13)의 속도포텐셜 미지계수 $\overline{\phi_{0,1}}$, $\overline{\widetilde{\phi}_{0,1}}$, $\overline{\phi_{1,1}}$, $\overline{\widetilde{\phi}_{1,1}}$은 수면경계조건 식 (11)로부터 산정할 수 없으므로, 본 연구에서는 운동학적 및 동역학적 자유수면경계조건을 사용하여 이를 산정하였다.

자유수면에서의 운동학적 경계조건 식 (2)와 동역학적 경계조건식 (3)을 각각 $z=0$에 대해 Taylor급수전개하고 섭동전개식 (4) ~ (8)을 대입하여 ε에 관한 3차의 기본주파수성분에 대한 운동학적, 동역학적 수면경계조건식을 구하고 이들 두 식에서 $\eta_1^{(3)}$을 소거하여 ε에 관한 1차, 2차의 속도포텐셜 및 수면변동 $\phi^{(1)}$, $\phi^{(2)}$, $\phi_0^{(2)}$, $\eta^{(1)}$, $\eta^{(2)}$, $\eta_0^{(2)}$의 결과 및 $\phi_1^{(3)}$에 대한 식 (13)을 대입하여 정리하면 다음의 $\overline{\phi_{3,3}}$, $\overline{\phi_{1,2}}$, $\overline{\widetilde{\phi}_{1,2}}$, $\sigma^{(2)}$가 얻어진다. 또한 ε의 3차의 기본주파수성분의 동역학적 경계조건식에 $\phi^{(1)}$, $\phi^{(2)}$, $\phi_0^{(2)}$, $\eta^{(1)}$, $\eta^{(2)}$, $\eta_0^{(2)}$의 결과식 및 $\phi_1^{(3)}$에 대한 식 (13)을 대입한 결과에 $e^{ik^{(1)}x}$, $e^{-ik^{(1)}x}$ 항의 계수를 영으로 두면 다음과 같이 $\overline{\phi_{0,1}}$, $\overline{\widetilde{\phi}_{0,1}}$, $\overline{\phi_{1,1}}$, $\overline{\widetilde{\phi}_{1,1}}$가 구해진다.

$$\overline{\phi_{3,3}} = \frac{\phi_{3,3}}{3k^{(1)}\tanh 3k^{(1)}h - \sigma_g}$$

$$\overline{\phi_{1,2}} = \frac{\phi_{1,2}}{(k^{(1)}-k^{(2)})\tanh(k^{(1)}-k^{(2)})h - \sigma_g}$$

$$\overline{\widetilde{\phi}_{1,2}} = \frac{\widetilde{\phi}_{1,2}}{(k^{(1)}+k^{(2)})\tanh(k^{(1)}+k^{(2)})h - \sigma_g}$$

$$\overline{\phi_{1,1}} = \overline{\widetilde{\phi}_{0,1}} = \frac{\sigma^{(0)}k^{(1)}}{8\sigma_g^3} - \frac{\sigma^{(0)}\sigma_g}{8k^{(1)^3}} - \frac{\sigma^{(0)}}{4k^{(1)}\sigma_g}$$

$$\overline{\phi_{0,1}} = \overline{\widetilde{\phi}_{1,1}} = a_s\left\{\frac{1}{2}\tanh 2k^{(1)}h + \frac{\sigma_g}{2k^{(1)}} + \frac{k^{(1)}}{2\sigma_g}\right\} + \frac{\sigma^{(0)}k^{(1)}}{16\sigma_g^3} - \frac{3\sigma^{(0)}\sigma_g}{16k^{(1)^3}}$$

$$\sigma^{(2)}=-\frac{Q^{(2)}\{\sigma_g{}^2-k^{(1)2}\}}{2\sigma^{(0)}}+\frac{a_s}{2}\{k^{(1)}\sigma_g\tanh 2k^{(1)}h+\sigma_g{}^2-3k^{(1)2}\}$$
$$+\frac{\sigma^{(0)}[k^{(1)2}\{16\sigma_g{}^2-3k^{(1)2}\}-5\sigma_g{}^4]}{16k^{(1)2}\sigma_g{}^2}$$
$$-\frac{\sigma^{(0)}[k^{(1)2}\{2\sigma_g{}^2+k^{(1)2}\}+\sigma_g{}^4]}{4k^{(1)2}\sigma_g{}^2}B_0^{(1)}B_{0,*}^{(1)}\qquad on\quad R^{(+)}$$

$$\sigma^{(2)}=-\frac{Q^{(2)}\{\sigma_g{}^2-k^{(1)2}\}}{2\sigma^{(0)}}-\frac{\sigma^{(0)}[k^{(1)2}\{2\sigma_g{}^2+k^{(1)2}\}+\sigma_g{}^4]}{4k^{(1)2}\sigma_g{}^2}$$
$$+\left[\frac{a_s}{2}\{k^{(1)}\sigma_g{}^2\tanh 2k^{(1)}h+\sigma_g{}^2-3k^{(1)2}\}\right.$$
$$\left.+\frac{\sigma^{(0)}[k^{(1)2}\{16\sigma_g{}^2-3k^{(1)2}\}-5\sigma_g{}^4]}{16k^{(1)2}\sigma_g{}^2}\right]B_0^{(1)}B_{0,*}^{(1)}\qquad on\quad R^{(-)}$$

(2) 영역 $R^{(-)}$에서의 속도포텐셜

영역 $R^{(-)}$에서 ε에 관한 3차의 3배주파수성분 및 기본주파수성분의 속도포텐셜은 영역 $R^{(+)}$의 경우와 동일한 방법으로 구할 수 있다. 이하에 그 결과만을 기술한다.

(가) ε에 관한 3차의 3배주파수성분의 속도포텐셜

$$\phi^{(3)}(x,z)=I_0^{(3)}e^{ik^{(3)}x}Z(k^{(3)}z)$$
$$+i\overline{\Psi_{1,2}}I_0^{(1)}I_0^{(2)}e^{i(k^{(1)}+k^{(2)})x}Z((k^{(1)}+k^{(2)})z)$$
$$+\overline{\Psi_{3,3}}\,I_0^{(1)3}e^{3ik^{(1)}x}Z(3k^{(1)}z)\qquad(14)$$

여기서, $I_0^{(1)}$은 1차의 전달율, $I_0^{(2)}$, $I_0^{(3)}$은 ε의 2차, 3차의 자유파를 나타내는 속도포텐셜 계수이다.

(나) ε에 관한 3차의 기본주파수성분의 속도포텐셜

$$\phi_1^{(3)}(x,z)=I_{0,1}^{(3)}e^{ik^{(1)}x}Z(k^{(1)}z)$$
$$+i\overline{\psi_{1,2}}I_0^{(2)}I_{0,*}^{(1)}e^{-i(k^{(1)}-k^{(2)})x}Z((k^{(1)}-k^{(2)})z)$$
$$+\{\gamma_{0,1}I_0^{(1)}+\gamma_{1,1}I_0^{(1)2}I_{0,*}^{(1)}\}e^{ik^{(1)}x}Z(k^{(1)}z)\qquad(15)$$

여기서, $\gamma_{0,1}=\dfrac{\sigma^{(0)}\sigma_g}{4k^{(1)3}}-\dfrac{\sigma^{(0)}k^{(1)}}{4\sigma_g{}^3}$

$$\gamma_{1,1}=\frac{a_s}{2}\left\{\tanh 2k^{(1)}h+\frac{\sigma_g}{k^{(1)}}+\frac{k^{(1)}}{\sigma_g}\right\}$$
$$-\frac{7\sigma^{(0)}\sigma_g}{16k^{(1)3}}+\frac{5\sigma^{(0)}k^{(1)}}{16\sigma_g{}^3}$$

(3) 가상경계면에서의 경계조건

영역 $R^{(+)}$와 $R^{(-)}$에서의 속도포텐셜식 (12) ~ (15)로부터 가상경계면 $x=\pm b$에서의 경계조건 $\phi_1^{(3)}$, $\phi^{(3)}|_{x=+b}$, $\partial\phi_1^{(3)}/\partial\nu$, $\partial\phi^{(3)}/\partial\nu|_{x=+b}$를 구할 수 있다.

2.1.3 해저경계조건

해저경계조건은 불투과조건을 사용하면 다음과 같은 경계조건식을 얻을 수 있다.

(가) ε에 관한 3차의 3배주파수성분

$$\frac{\partial\phi^{(3)}}{\partial\nu}=0\qquad(16)$$

(나) ε에 관한 3차의 기본주파수성분

$$\frac{\partial\phi_1^{(3)}}{\partial\nu}=0\qquad(17)$$

2.2 잠제 표면에서의 접속조건

2.2.1 투과성 구조물 내에서의 유체의 운동

Sollitt와 Cross(1972)에 의하면 투과성물체내부의 유체운동은 다음식으로 주어진다.

$$N\frac{D\vec{q}}{Dt}=-\frac{1}{\rho}\nabla(p+\rho gz)$$
$$-\frac{\tilde{\nu}}{k_p}\tilde{e}\vec{q}-\frac{C_f}{k_p^{1/2}}\tilde{e}^2\vec{q}|\vec{q}|\qquad(18)$$

여기서, N 은 관성계수로 $N=1+(1-\tilde{e})C_m$, C_m 은 부가질량계수, $\tilde{e}$ 는 간극률, $\vec{q}=(u,w)$, $\tilde{\nu}$ 는 동점성계수, k_p 는 투수능, C_f 는 난류저항계수이다.

식 (18)의 우변 두번째, 세번째 항은 무차원선형마찰계수를 도입하여 다음과 같이 선형화할 수 있다.

$$\frac{\tilde{\nu}}{k_p}\tilde{e}\vec{q}+\frac{C_f}{k_p^{1/2}}\tilde{e}^2\vec{q}|\vec{q}|=f\sigma\vec{q} \tag{19}$$

f 를 산정하기 위해서 식 (19)에 Lorentz의 등가일 원리를 적용하면 다음과 같은 선형마찰계수 f 의 산정식을 얻을 수 있다.

$$f=\frac{1}{\sigma}\frac{\int_{\overline{R}}\int_t^{t+T}\tilde{e}^2\left\{\frac{\tilde{\nu}\vec{q}^2}{k_p}+\frac{\tilde{e}C_f}{k_p^{1/2}}|\vec{q}|^3\right\}d\overline{R}dt}{\int_{\overline{R}}\int_t^{t+T}\tilde{e}\vec{q}^2d\overline{R}dt} \tag{20}$$

여기서, $\overline{R}$ 는 투과층 내부영역을 나타낸다.

식 (20)에서 $\overrightarrow{q^{(3)}}=\overrightarrow{q_0^{(3)}}e^{3i\sigma t}$, $\overrightarrow{q_1^{(3)}}=\overrightarrow{q_{0,1}}e^{i\sigma t}$ 로 두고 이를 식 (20)에 대입하여 한 주기에 대해 시간적분을 수행하면 다음과 같은 무차원선형마찰계수를 구할 수 있다.

(가) ε에 관한 3차의 3배주파수성분

$$f^{(3)}=\frac{\int_{\overline{R}}\tilde{e}^2\left\{\frac{\tilde{\nu}\pi|\overrightarrow{q_0^{(3)}}|^2}{k_p}+\frac{8\tilde{e}C_f}{3k_p^{1/2}}|\overrightarrow{q_0^{(3)}}|^3\right\}d\overline{R}}{\sigma\pi\int_{\overline{R}}\tilde{e}|\overrightarrow{q_0^{(3)}}|^2d\overline{R}} \tag{21}$$

(나) ε에 관한 3차의 기본주파수성분

$$f_1^{(3)}=\frac{\int_{\overline{R}}\tilde{e}^2\left\{\frac{\tilde{\nu}\pi|\overrightarrow{q_{0,1}^{(3)}}|^2}{k_p}+\frac{8\tilde{e}C_f}{3k_p^{1/2}}|\overrightarrow{q_{0,1}^{(3)}}|^3\right\}d\overline{R}}{\sigma\pi\int_{\overline{R}}\tilde{e}|\overrightarrow{q_{0,1}^{(3)}}|^2d\overline{R}} \tag{22}$$

위의 식에서 투과층 전영역에 대한 평균된 하나의 f 값을 산정하기 위해서는 투과층 내부를 여러개의 영역으로 분할하고 f 에 대한 초기치를 가정하여 수렴계산을 반복하여 수행하여야 한다.

2.2.2 압력에 대한 접속조건

투과성구조물 내에서 유체압력은 식 (19)를 고려한 식 (18)을 공간적분하면 얻을 수 있으며, 이는 구조물 표면에서 구조물 외부 유체영역에서의 압력과 동일하여야 하므로 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$-N\frac{\partial\Phi^{(i)}}{\partial t}-\frac{N}{2}\left\{\left(\frac{\partial\Phi^{(i)}}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial\Phi^{(i)}}{\partial z}\right)^2\right\}-f\sigma\Phi^{(i)}$$

$$=-\frac{\partial\Phi^{(o)}}{\partial t}-\frac{1}{2}\left\{\left(\frac{\partial\Phi^{(o)}}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial\Phi^{(o)}}{\partial z}\right)^2\right\} \tag{23}$$

여기서, 첨자 i, o 는 각각 투과성 구조물의 내부와 외부를 의미한다.

위의 식에 속도포텐셜에 관한 섭동전개결과를 대입하여 정리하면 다음과 같은 접속조건을 얻을 수 있다.

(가) ε에 관한 3차의 3배주파수성분

$$\phi^{(o,3)}-\frac{i}{6\sigma^{(0)}}\left(\frac{\partial\phi^{(o,1)}}{\partial x}\frac{\partial\phi^{(o,2)}}{\partial x}+\frac{\partial\phi^{(o,1)}}{\partial z}\frac{\partial\phi^{(o,2)}}{\partial z}\right)$$

$$=\left(N-\frac{if}{3}\right)\phi^{(i,3)}-\frac{iN}{6\sigma^{(0)}}\left(\frac{\partial\phi^{(i,1)}}{\partial x}\frac{\partial\phi^{(i,2)}}{\partial x}+\frac{\partial\phi^{(i,1)}}{\partial z}\frac{\partial\phi^{(i,2)}}{\partial z}\right) \tag{24}$$

(나) ε에 관한 3차의 기본주파수성분

$$\phi_1^{(o,3)}-\frac{i}{2\sigma^{(0)}}\left(\frac{\partial\phi_*^{(o,1)}}{\partial x}\frac{\partial\phi^{(o,2)}}{\partial x}+\frac{\partial\phi^{(o,1)}}{\partial x}\frac{\partial\phi_o^{(o,2)}}{\partial x}+\frac{\partial\phi^{(o,1)}}{\partial x}\frac{\partial\phi_{o,*}^{(o,2)}}{\partial x}\right.$$

$$\left.+\frac{\partial\phi_*^{(o,1)}}{\partial z}\frac{\partial\phi^{(o,2)}}{\partial z}+\frac{\partial\phi^{(o,1)}}{\partial z}\frac{\partial\phi_o^{(o,2)}}{\partial z}+\frac{\partial\phi^{(o,1)}}{\partial z}\frac{\partial\phi_{o,*}^{(o,2)}}{\partial z}\right)$$

$$=(N-if)\phi_1^{(i,3)}-\frac{iN}{2\sigma^{(0)}}\left(\frac{\partial\phi_*^{(i,1)}}{\partial x}\frac{\partial\phi^{(i,2)}}{\partial x}+\frac{\partial\phi^{(i,1)}}{\partial x}\frac{\partial\phi_o^{(i,2)}}{\partial x}+\frac{\partial\phi^{(i,1)}}{\partial x}\frac{\partial\phi_{o,*}^{(i,2)}}{\partial x}\right.$$

$$\left.+\frac{\partial\phi_*^{(i,1)}}{\partial z}\frac{\partial\phi^{(i,2)}}{\partial z}+\frac{\partial\phi^{(i,1)}}{\partial z}\frac{\partial\phi_o^{(i,2)}}{\partial z}+\frac{\partial\phi^{(i,1)}}{\partial z}\frac{\partial\phi_{o,*}^{(i,2)}}{\partial z}\right)-\frac{if\sigma^{(2)}}{\sigma^{(0)}}\phi^{(i,1)} \tag{25}$$

2.2.3 법선유속에 대한 접속조건

투과성구조물 표면의 내외에서 법선유속은 동일하여야 하므로 다음과 같이 나타낼 수 있다.

(가) ε에 관한 3차의 3배주파수성분

$$\frac{\partial \phi^{(o,3)}}{\partial \nu} = -\tilde{e}\frac{\partial \phi^{(i,3)}}{\partial \nu} \tag{26}$$

(나) ε에 관한 3차의 기본주파수성분

$$\frac{\partial \phi_1^{(o,3)}}{\partial \nu} = -\tilde{e}\frac{\partial \phi_1^{(i,3)}}{\partial \nu} \tag{27}$$

2.3 경계요소법에 의한 수치계산

그림 1에 나타낸 폐영역 $R^{(0)}$의 경계면상에서 속도포텐셜을 구하기 위해 다음과 같은 Green 공식을 적용할 수 있다.

$$\phi(X) = \frac{1}{a}\int_s \left\{ \phi(X_b)\frac{\partial G(r)}{\partial \nu} - G(r)\frac{\partial \phi(X_b)}{\partial \nu} \right\} ds \tag{28}$$

여기서, $G(r) = \ln r$, r은 영역경계상에서의 임의점 $X(=(x,z))$와 영역경계상의 점 X_b $(=(x_b, z_b))$와의 거리이다. a는 X가 경계면상에 있을 경우는 $a=\pi$를 취하고 경계면을 제외한 영역내의 점일 경우는 $a=2\pi$를 취하는 정수이며 적분은 반시계방향으로 수행한다. 이 때 영역 $R^{(0)}$의 경계를 소요소 $\triangle s_j(x_j, z_j)$로 나눈다. 그리고, 소요소에 있어서 중앙점의 좌표 (x_j, z_j)를 j로 나타낸다.

적분방정식 (28)을 소요소 $\triangle s_j$에 적용하고 경계조건식을 고려하여 이산화하면 구조물 외부 유체영역과 잠제내부 투과영역에 대해 ε의 각 차수에 대한 대수연립방정식이 얻어지며, 이와 함께 압력 및 유속의 접속조건에서 얻어지는 식과 동시에 풀면 경계면상 및 구조물 표면에서 미지의 속도포텐셜이 산정된다.

2.4. 수면변동

유체영역 $R^{(0)}$에서의 수면변동은 자유수면의 동역학적 경계조건식을 정수면 $z=0$에 대한 Taylor급수전개한 결과에 섭동전개식 (4) ~ (7)을 대입하여 구할 수 있다. 이들 중 ε에 관한 3차의 3배주파수 성분과 기본주파수성분에 대해 기술하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned}
\eta^{(3)} = & -\frac{3\sigma^{(0)}}{g} Re\{ i\phi^{(3)} e^{3i\sigma t}\} - \frac{1}{2g} Re\{ (\phi_x^{(1)}\phi_x^{(2)} + \phi_z^{(1)}\phi_z^{(2)}) e^{3i\sigma t}\} \\
& - \frac{\sigma^{(0)}}{g} Re\{ i\eta^{(1)}\phi_z^{(2)} e^{3i\sigma t}\} - \frac{\sigma^{(0)}}{2g} Re\{ i\eta^{(2)}\phi_z^{(1)} e^{3i\sigma t}\} - \frac{1}{4g} Re\{ \eta^{(1)}(\phi_x^{(1)}\phi_{xz}^{(1)} + \phi_z^{(1)}\phi_{zz}^{(1)}) e^{3i\sigma t}\} \\
& - \frac{\sigma^{(0)}}{8g} Re\{ i\,\eta^{(2)2}\,\phi_{zz}^{(1)} e^{3i\sigma t}\}
\end{aligned} \tag{29}$$

$$\begin{aligned}
\eta_1^{(3)} = & -\frac{\sigma^{(2)}}{g} Re\{ i\phi^{(1)} e^{i\sigma t}\} - \frac{\sigma^{(0)}}{g} Re\{ i\phi_1^{(3)} e^{i\sigma t}\} - \frac{1}{2g} Re\{ (\phi_{*,x}^{(1)}\phi_x^{(2)} + \phi_{*,z}^{(1)}\phi_z^{(2)}) e^{i\sigma t}\} \\
& - \frac{1}{2g} Re[\{ \phi_x^{(1)}(\phi_{0,x}^{(2)} + \phi_{0,*,x}^{(2)}) + \phi_z^{(1)}(\phi_{0,z}^{(2)} + \phi_{0,*,z}^{(2)}) \} e^{i\sigma t}] \\
& - \frac{\sigma^{(0)}}{g} Re\{ i\eta_*^{(1)}\phi_z^{(2)} e^{i\sigma t}\} - \frac{\sigma^{(0)}}{2g} Re[\{ -i\eta^{(2)}\phi_{*,z}^{(1)} + i(\eta_0^{(2)} + \eta_{0,*}^{(2)})\phi_z^{(1)} \} e^{i\sigma t}] \\
& - \frac{1}{4g} Re[\{ \eta_*^{(1)}\phi_x^{(1)}\phi_{xz}^{(1)} + \eta^{(1)}\phi_{*,x}^{(1)}\phi_{xz}^{(1)} + \eta^{(1)}\phi_x^{(1)}\phi_{*,xz}^{(1)} \} e^{i\sigma t}] \\
& - \frac{1}{4g} Re[\{ \eta_*^{(1)}\phi_z^{(1)}\phi_{zz}^{(1)} + \eta^{(1)}\phi_{*,z}^{(1)}\phi_{zz}^{(1)} + \eta^{(1)}\phi_z^{(1)}\phi_{*,zz}^{(1)} \} e^{i\sigma t}] \\
& - \frac{\sigma^{(0)}}{8g} Re[\{ -i\,\eta^{(1)2}\,\phi_{*,zz}^{(1)} + 2i\eta^{(1)}\eta_*^{(1)}\phi_{zz}^{(1)} \} e^{i\sigma t}]
\end{aligned} \tag{30}$$

3. 수리모형실험

수리모형실험에 사용한 수조는 길이 17 m, 폭 0.6 m, 높이 1 m의 2차원수조이며, 수조의 한 쪽 끝에는 플랩(flap)형 조파장치가 설치되어 있고, 다른 한 쪽 끝에는 소파장치가 설치되어 있다. 모형잠제의 제원은, 그림 2에 나타내고 있는 바와 같이, 일정수심 (h) 22 cm의 2차원파동장에 천단상의 잠수심 (h_d)을 5.5 cm, 천단폭 (B_1)을 60.5 cm, 저면폭 (B_2)을 82 cm로 설치하였으며, 입사파랑은 주기 (T) 0.66 sec, 0.81 sec의 2종류에 대해서 입사파고 (H)를 2.03 cm, 3.77 cm, 2.13 cm, 2.93 cm로 변화시켰다.

모형잠제의 구성재료는 균등직경 2.94 cm의 크기를 갖는 유리구슬을 사용하였으며, 이 때 간극율 ($\widetilde{e}$)은 0.373이고, Madsen(1974)의 결과에 의하면, 난류저항계수 (C_f)는 0.389, 투수능 (k_p)은 4.775×10^{-3} cm²의 값을 가진다.

모형잠제는 수조 중앙부에 놓고, 그림 2와 같이, 잠제천단상의 양 끝단 2점과 중앙부 1점 및 잠제 배후에서 1점, 총 4점에서 수위변동을 용량식파고계로 측정하였으며, AD변환기를 통하여 데이터를 해석하였다.

4. 수치해석결과와 모형실험결과와의 비교검토

수치해석에서는 잠제구성재료의 부가질량은 무시하여 $C_m=0$로 두었으며, 유체의 동점성계수는 $\widetilde{\nu}=1.139\times10^{-2}$ cm²/sec를 적용하였다.

그림 3, 4는 입사파랑 $T=0.66$ sec, $H=2.03$ cm(그림 3), $T=0.66$ sec, $H=3.77$ cm(그림 4)에 대해 잠제에 의한 각 지점에서의 수면변동을 나타낸 경우로, 각 그림의 (a)는 St.1, (b)는 St.2, (c)는 St.3, (d)는 St.4에서 수면의 시간변동을 각각 나타내고 있다. 그림 3을 보면, 수심이 비탈면상에서 급격하게 변동하여 쇄일수심역이 시작되는 St.1에서는 비선형파랑성분은 비교적 적게 생성되고, 선형해석의 결과와 비선형해석의 결과 모두 실험결과와 잘 일치하고 있다. 보다 파랑이 진행된 St.2의 경우는 이론해석결과에 고주파수성분이 크게 발생하고 있지는 않지만, 실험결과에는 고주파수성분이 크게 발생하며, 이로 인하여 파봉부분에서 이론치와 실험치 사이에서는 약간의 차이가 있다. 그러나, St.3에서는 St.2에서 생성된 고주파수성분이 상당히 감쇄되어 이론치에 매우 접근함을 알 수 있다. 잠제천단상에서 이와 같은 파랑의 수면형상은 각 성분파가 갖는 서로 상이한 파속에 기인하는 위상간섭의 영향에 주로 기인하며, 비선형성분파의 발달·생성은 수심의 변화와 투수층내에서 마찰에 의한 유체운동의 감쇄 및 저주파수와 고주파수 사이의 에너지수송에 기인하는 것으로 판단된다. 특히, 실험결과는 이론결과와는 달리 잠제천단상의 비선형파랑 크기가 파랑의 진행과 더불어 증가하다가 어느 정도의 거리(본 연구의 경우에는 천단중앙부)에 도달하면 적어지는 경향을 나타내고 있다. 이와 같은 현상은 천단폭과 파장과의 비에 따라 상이하다.

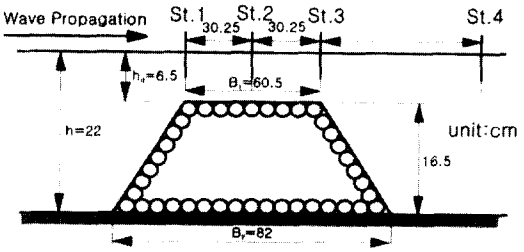

그림 2. 수위변동 측정위치

그림 4의 경우는 그림 3의 경우와 동일하지만, 입사파고가 증대된 경우로 전체적으로 그림 3의 경우보다 St.1, 2, 3, 4에서 비선형파랑성분의 발생이 매우 크고, 이로 인해 잠제천단상의 St.1, 2, 3에서도 파랑이 비대칭으로 됨을 알 수 있다. 시간의 변화에 따른 파형의 변화과정은 본 3차의 이론치가 2차 및 선형해석결과보다도 실험치에 보다 일치하고 있다.

그림 5, 6은 입사파랑 $T=0.81$ sec, $H=2.13$ cm(그림 5), $T=0.81$ sec, $H=2.93$ cm(그림 6)에 대해 잠제에 의한 각 지점에서의 수면변동을 나타낸 경우이다. 그림 5(a)의 경우에 St.1에서는 그림 6(a)의 St.1의 경우와 같이 비선형성분의 발생은 매우 적어 선형 및 비선형해석결과 모두는 실험치와 매우 잘 일치한다. 그러나, St.2에서는 비선형성분이 크게 발생하여 선형해석결과와 실험결과와는 매우 큰 차이를 나타내고, 특히 파봉부분이 솟아오르고 파곡부분이 완만하게 되는 현상은 선형해석결과로는 재현할 수 없을 뿐만 아니라, 두 해석결과에 큰 차이를 나타내고 있다. 여기서, 그림 5(b)의 St.2에서 발생하는 실험치에서의 큰 고주파수성분은 그림 6(b)의 St.2에서는 상대적으로 적음을 알 수 있다. St.3의 경우는 St.1과 St.2에서의 거

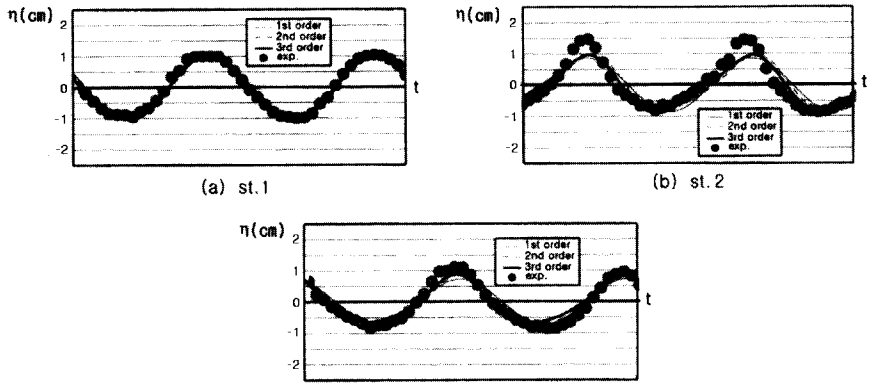

그림 3. 수위변동(T= 0.66 sec, H= 2.03 cm)

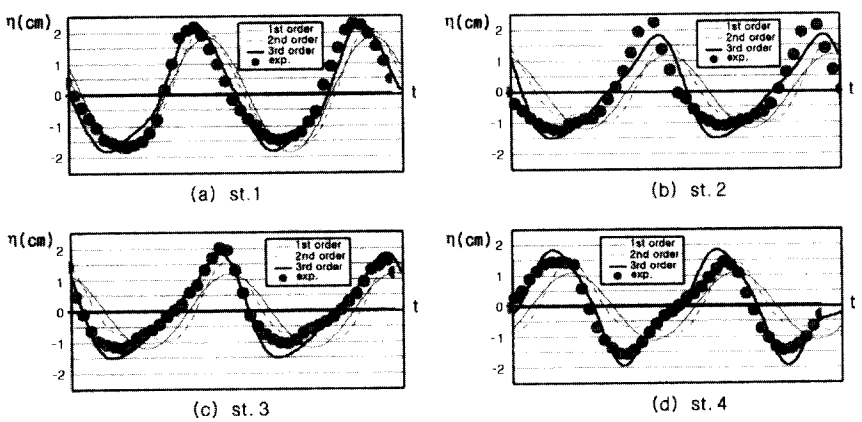

그림 4. 수위변동(T= 0.66 sec, H= 3.77 cm)

의 대칭파가 파봉부분이 좌측으로 치우친 비대칭파로 생성되는 것은, 전술한 바와 같이, St.2에서의 각 성분파의 위상이 St.3지점으로 진행함에 따라 서로 위상차이가 발생하기 때문이다. St.4의 경우는 St.3가 파가 잠제 배후의 비탈면을 통하여 수심이 깊어지는 영역에서의 파랑으로, 수심의 변화에 따른 반사 및 St.3과 잠제저면의 끝단 사이의 투수층내에서 마찰에 의한 유체운동의 감쇄로 인하여 각 성분파의 크기가 적어지고 상대적으로 고주파수성분이 적은 파형이 되었다.

이상에서 잠제 전면의 심해측에서의 파랑에는 비선형성분이 매우 적어 선형해석으로도 충분히 파랑변화를 예측할 수 있을 것으로 판단되지만, 잠제 배후의 천해역에서의 파랑은 입사파랑과 구조물과의 비선형간섭에 의해 비선형성분이 매우 크게 발달하므로, 파랑변형을 보다 정확하게 예측하기 위해서는 본 연구와 같은 고정도의 해석수법이 요구됨을 알 수 있다. 특히, 본 연구에서는 Stokes파에 기초한 해석을 수행하고 있기 때문에 잠제천단상에서 Ursell수가 매우 커지는 경우 ($U_r = L^2H/h_d^3 > 20$, L : 천단상에서 파장, H는 천단상에서 파고)에는 다른 고정도의 해석수법을 사용하는 것이 타당하다고 판단되므로, 입사파랑과 잠제제원의 변화에 따른 본 해석방법의 적용범위를 많은 경우의 수리모형실험을 수행하여 명확히 해 둘 필요가 있다.

불투과성잠제와 투과성잠제에 의한 파랑제어기능을 비교, 검토하기 위해서 선형투과율 (K_T)을 계산하여 그림 7에 나타내었다. 수치계산에 사용된 잠제의 제원은 그림 2에서 $h = 60$ cm, $h_d = 10$ cm, $B_1 = 30$

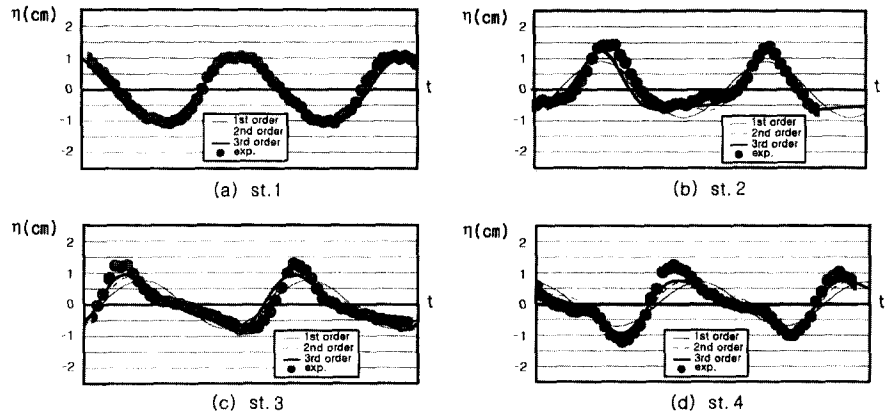

그림 5. 수위변동(T= 0.81 sec, H= 2.13 cm)

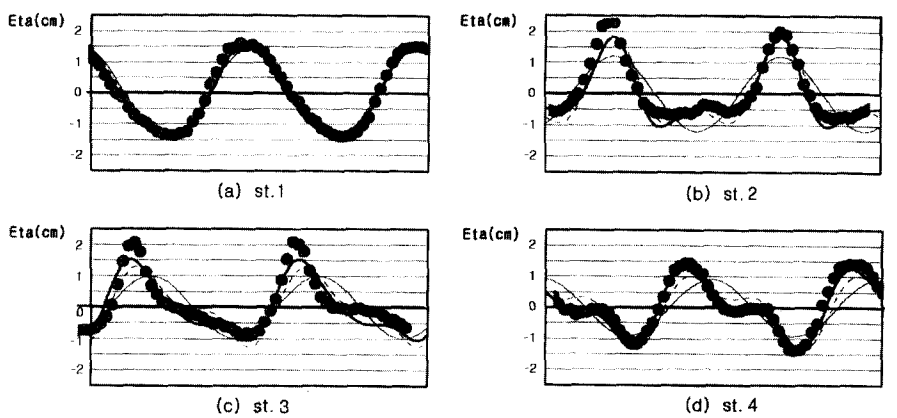

그림 6. 수위변동(T= 0.81 sec, H= 2.93 cm)

cm, B_2 = 114 cm이며, 투과성의 경우는 공극율 $\tilde{e}$ =0.5에 대해서 무차원마찰계수 f =1.0과 3.0을 적용한 결과이다. 계산결과, 입사파의 파장이 길어질수록 두 잠제에 의한 선형투과율의 차이는 작아지는 반면에 파장이 짧을수록 그 차이가 커지는 경향을 나타내고 있으며 투과성의 경우가 kh > 0.75의 영역에서 파랑제어기능이 탁월하다는 것을 알 수 있다. 또한 동일한 치수의 투과성잠제 이지만 무차원마찰계수 f 가 커지면 선형투과율이 작아지는 결과를 주고 있다. 불투과성잠제의 경우는 kh ≈ 0.5에서 최소의 투과율을 가지고 단주기측으로 갈수록 투과율이 1에 접근하는 현상이 명확하게 나타나는 반면에 투과성잠제의 경우는 단주기측으로 갈수록 투과율이 커지는 경향은 불투과성잠제의 경우와 동일하지만 투과성 재료와 유체운동과의 마찰에 의하여 에너지손실이 있기 때문에 본 계산영역에서는 K_T = 1에 접근하지 않을 것으로 판단된다. 이와 같은 경향은 Somchai 등(1989b)의 결과와 일치한다. 그러나 입사파의 주기가 매우 짧아지는 본 계산영역 이외의 영역에서는 K_T = 1에 접근할 것으로 판단된다.

5. 결 론

투과성잠제에 대한 이상의 수리모형실험과 수치해석 결과로부터 얻어진 중요한 결과를 요약하면 다음과 같은 결론을 얻을 수 있다.

(1) 투과성잠제에 대해 처음으로 Stokes 3차파에 기초한 이론을 전개하였다.

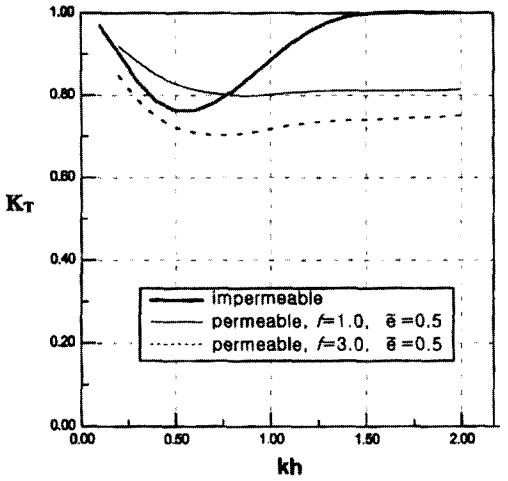

그림 7. 불투과성잠제와 투과성잠제에 의한 선형투과율의 비교 (h = 60 cm, h_d = 10 cm, B_1 = 30 cm, B_2 = 114 cm)

(2) 본 수리모형실험의 범위내에서는 본 이론의 타당성을 검증할 수 있었다.

(3) 비선형파랑은 잠제천단상에서 매우 크게 발달하고, 각 성분파의 위상간섭으로 크게 변화되며, 비대칭성의 파형이 생성되는 경우도 있다.

(4) 잠제 배후의 파랑은 천단상에서 발생한 비선형파랑에 의해 직접적인 영향을 받으며, 천단상의 고주파수 성분은 상대적으로 적어진다.

감사의 글

본 연구는 1997년도 부산전문대학 학술연구조성비 지원에 의한 결과이며 학교당국에 깊이 감사드립니다.

참 고 문 헌

강인식, 곽기석, 김도삼, 양윤모 (1994). "사석방파제에 의한 파랑변형에 관한 연구." **한국항만학회지**, 제8권, 제2호, pp. 57-65.

김도삼, 윤덕영, 허동수, 함계운 (1997a). "약비선형모델에 의한 투과성잠제와 Stokes 2차파와의 비선형간섭에 관한 연구." **대한토목학회논문집**, 제17권, 제II-5호, pp. 477-492.

김도삼, 허동수, 윤덕영, 정연태 (1997b), "수치파동수조 중에 놓인 잠제에 의한 쇄파의 수치해석에 관한 연구." **대한토목학회논문집**, 제17권, 제II-3호, pp. 251-259.

윤덕영, 허동수, 김도삼, 강주복 (1996). "약비선형모델에 의한 파와 잠제와의 비선형간섭에 관한 연구." **대한토목학회논문집**, 제16권, 제II-6호, pp. 597-609.

出口一郎, 榊木亨, 白谷宏司 (1988). "透水層上の波浪變形に對する非線形非定常ダルシー則の適用性について." **第35回海岸工學講演會論文集**, pp. 487-491.

Somchai, R., 磯部雅彦, 渡邊晃 (1989a). "透過潛堤による波浪變形モデル." **海岸工學論文集**, 第36卷, pp. 643-647.

泉宮尊司, 遠藤雅人 (1989). "潛堤および透過性構造物にある海浜における波動解析." **海岸工學論文集**, 第36卷, pp. 638-642.

喜岡涉, 甲斐宏典, 平岡愼司 (1994). "透水層上の長波方程式と透過潛堤への適用性について." **海岸工學論文集**, 第41卷, pp. 711-715.

水谷法美, 後藤敏明, McDougal, W. G. (1995). "潛水透水性構造物による波變形と内部流速場のハイブリッド數値解析." **海岸工學論文集**, 第42卷, pp. 776-780.

Iwata, K., Kawasaki, K. and Kim, D.S. (1996). "Breaking limit, breaking and post-breaking wave deformation due to submerged structures." *Proc. 25th Int. Conf. Coastal Eng.*, ASCE, pp. 2338-2351.

Madsen, O.S. (1974). "Wave transmission through porous structures." *Jour. Waterway, Harbour and Coastal Eng. Div.*, Vol. 102, No. WW1, ASCE, pp. 169-188.

Sollitt, C.K. and Cross, R.H. (1972). "Wave transmission through permeable breakwaters." *Proc. 13th Coastal Eng. Conf.*, ASCE, Vol. III, pp. 1827-1846.

Somchai R., Isobe, M. and Watanabe, A. (1989b). "A mathematical model of wave transformation over a submerged breakwater." *Costal Engineering in Japan*, Vol. 32, No. 2, pp. 209-234.

Sulisz, W. (1985). "Wave reflection and transmission at permeable breakwaters of arbitrary cross-section." *Coastal Eng.*, Netherlands, Vol. 9, pp. 371-386.

<최종본 접수일 : 1998년 3월 26일>