

大型浮體構造物의 流體·彈性體 연성거동의 이론적 해석에 관한 研究

A theoretical study on the hydroelastic behavior of Large floating offshore structures

이 상 엽*, 나 용 호**

Sang-Yeob Lee*, Young-Ho Rha**

<Abstract>

A large floating structure is attracting great attention in recent years from the view of ocean space utilization. Its huge scale in the horizontal directions compared with the wavelength and relatively shallow depth make this type of floating structure flexible and its wave-induced motion be characterized by the elastic deformation. In this paper, a boundary integral equation method is proposed to predict the wave-induced dynamic response mat-like floating offshore structure. The structure is modeled as an elastic plate and its elastic deformation is expressed as a superposition of free-vibration modes in air. This makes it straightforward to expand the well-established boundary integral technique for rigid floating bodies to include the hydroelastic effects. In order to validate the theoretical analysis, we compare with the experimental result of previous model test. Satisfactory agreement is found between theory and experiment.

Key word : large floating offshore structure, elastic deformation, hybrid boundary integral equation method acceleration response, free-vibration modes in air

1. 서 론

최근 해양자원개발면 및 해양공간의 이용을 등이 건설되고 있고, 특히 선진외국에서는 해상공항, 해상도시 등이 구상되고 있다. 인간의 주거공간으로써의 목적으로하는 워터프론트시

설, 해양레저시설 해양구조물은 動搖에 대한 주거성능의 확보가 중요한 항목이다¹⁾. 따라서 浮遊式보다 固定式이 주거성능에 유리하지만, 설치해역의 수심이 깊어지면 시공면에서 어려움이 많다. 그리하여 거대한 해양구조물은 그 특성상 浮遊式이 적합하며 이러한 구조물은 설

* 정회원, 영남대학교 건축공학과 겸임부교수, 工博

offsh@hanmail.net

일본 나고야대학 대학원 졸업

** 정회원, 일본 나고야대학 건축학과 박사과정 수료

치해역의 자연환경 조건이나 구조형식에 따라 動搖特性이 다르므로 구조물의 용도와 설계요구에 따라 적절한 구조형식을 선택할 필요가 있다²⁾.

현재 浮遊式 해양구조물의 대표적 형식으로서는 평판부체형(Barge), 반잠수형(Semi-submersible), 긴장계류형(TLP) 등이 있다. 평판부체형은 형태가 가장 단순하므로 경제적이고 수심에 관계없이 시공성 및 사용성이 편리하다. 반잠수형은 水線面積이 작고 浮心이 낮으므로 動搖가 작고 안정성이 뛰어나다.

또한, TLP형은 반잠수형과 같은 특징을 갖는 것 외에 底面에 케이블로 緊張係留시킴으로써 上下動搖를 억제할 수 있다³⁾. 이들 가운데 해양공간의 이용 측면에서 사용가능한 형태 중 하나로서 최근 주목을 받고 있는 것이 평판형의 대형부체구조물이다. 이 형태의 구조물은 평면치수에 비해 부체의 두께가 상대적으로 매우 작으므로, 파랑에 의한 운동은 탄성변형이 지배적이고, 지금까지의 강체운동에 근거한 구조물의 해석과는 다른 양상을 나타낼 것이다.

따라서 유체·탄성체의 동적 상호작용을 고려한 유체력 및 응답의 평가가 이루어져야 한다. 이에 대해, 최근 일본에서 초대형 부체구조물인 Mega-float의 실험실시험^{4),5)}을 통하여 실험적 검증 및 실현화에 주력하고 있으며, 이를 계기로 많은 이론적 해석이 이루어지고 있다.

본 논문에서는 Hybrid적분방정식법⁶⁾에 유체·탄성체의 동적 상호작용을 고려한 해석법을 제시하고자 한다. Hybrid적분방정식법은 다른 수치해석법에 비해 요소분할이 적어 데이터 입력이 간단하고 적분방정식의 元數가 적어지므로 계산시간이 절약되며, 고전적경계적분방정식법에서 발생할 수 있는 解의 불안정현상도 발생하지 않는 등 많은 장점을 갖는다. 본 논문에서 고려하는 유체·탄성체의 동적 상호작용은 강체해석에 대한 Hybrid적분방정식법에 단지 공중모드에서의 자유진동모드를 중첩시키는 것에 의해 기존의 Hybrid적분방정식법을 간단히 확장하여 사용할 수 있게 하고자 한다.

2. 動搖解析의 기초이론

대형부체구조물의 유체·탄성문제에 대한 해

석법에는 부체구조물의 고유모드(공중 또는 수중)를 구해, 그것을 중첩해서 탄성응답과 유체력을 해석하는 모드법과 각 점의 변위를 이산화된 운동방정식으로부터 직접구하는 이산화법이 있다⁷⁾. 본 논문에서는 전자의 방법에 의해 해석하며 정식화의 과정은 다음과 같다.

2.1 탄성부체의 공중모드 전개

본 연구에서는 부체를 양단자유의 보로 보고 시각 t에서의 연직변위 $w(t)$ 를 공중에서의 1~N차 모드까지 모드중첩으로 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$w(t) = Re \left[\sum_{j=1}^N \xi_j Z_j e^{-i\omega t} \right] \quad (1)$$

여기서, ω 는 원진동수를, ξ_j 는 모드진폭을 나타낸다. 부체의 수평좌표위치 x에 대해서, Z_j 는 j차의 모드형으로 다음 식으로 주어진다.

$$Z_1 = 1 \quad (2)$$

$$Z_2 = \bar{x} \quad (3)$$

$$Z_j = \frac{1}{2} \left(\frac{\cos(\mu_j \bar{x})}{\cos(\mu_j)} + \frac{\cosh(\mu_j \bar{x})}{\cosh(\mu_j)} \right) \quad j : \text{홀수차 모드} \quad (4)$$

$$Z_j = \frac{1}{2} \left(\frac{\sin(\mu_j \bar{x})}{\sin(\mu_j)} + \frac{\sinh(\mu_j \bar{x})}{\sinh(\mu_j)} \right) \quad j : \text{짝수차 모드} \quad (5)$$

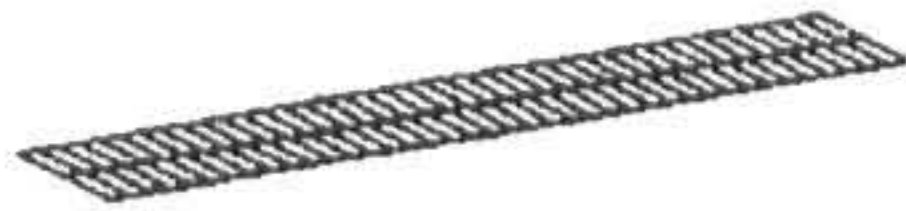
여기서, $\bar{x} = \frac{x}{L}$ 이고, L은 부체길이,

$\mu_j (j \geq 3)$ 은 다음 고유방정식의 근이다.

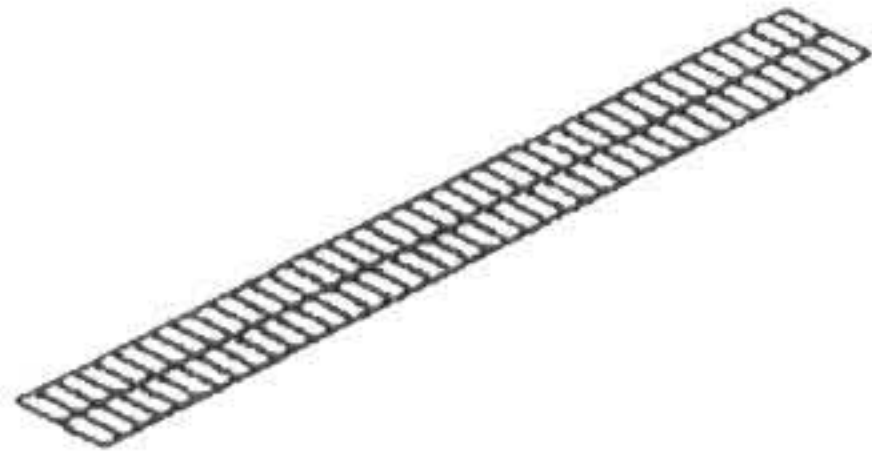
$$\tan \mu_j + \tanh \mu_j = 0 \quad j : \text{홀수차 모드} \quad (6)$$

$$-\tan \mu_j + \tanh \mu_j = 0 \quad j : \text{짝수차 모드} \quad (7)$$

1차(Heave), 2차(Pitch)는 강체모드, 3차이상은 탄성모드를 나타낸다(Fig. 1).



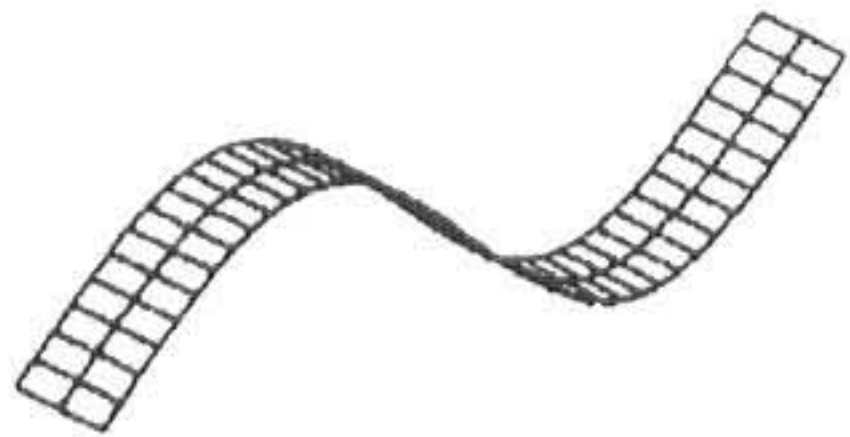
1차모드(Heave)



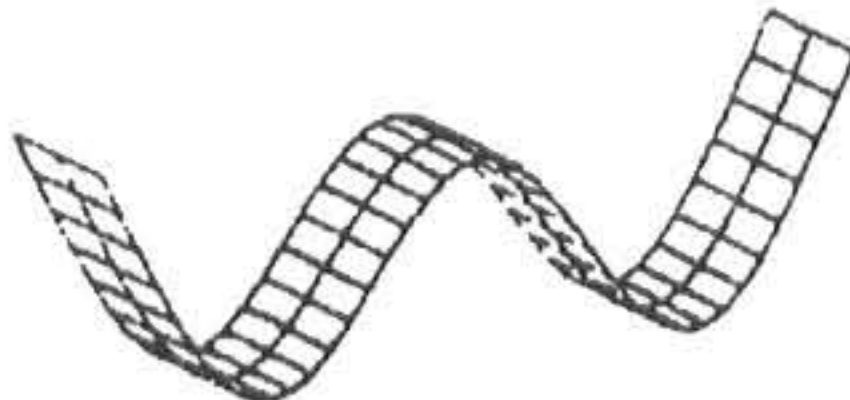
2차모드(Pitch)



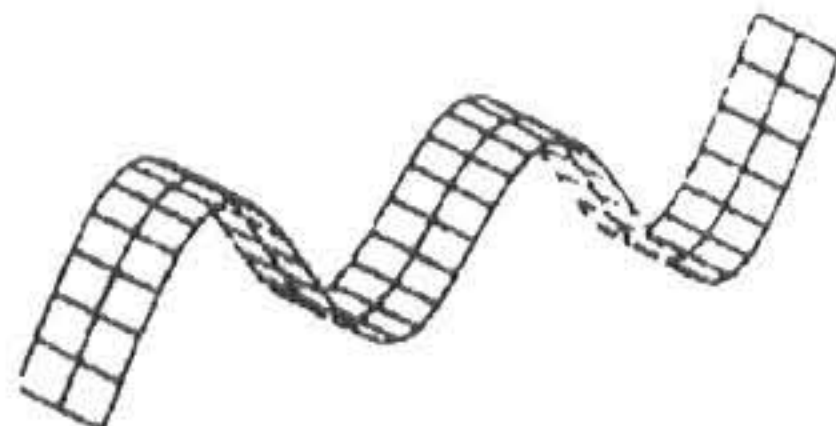
3차모드($\mu_3=2.365$)



4차모드($\mu_4=3.927$)



5차모드($\mu_5=5.498$)



6차모드($\mu_6=7.069$)

Fig. 1 Free-vibration modes in air

2.2 유체 · 탄성부체 연성경계치문제

Fig. 2에서 나타낸 것과 같은 평판탄성부체에
서, 부체의 높이 및 배수심은 수평방향 치수에
비해 작고, 부체는 연직방향 변위만 갖는 것으
로 한다. 공간고정좌표계 $o-xyz$ 에서, oxy 면을

平均自由表面에 일치시키고 oz 축의 正방향을
鉛直의 上向으로한다. 또한 원통좌표계 $or\theta z$ 를
식(8)과 같이 정의한다.

$$x = r \cos \theta, \quad y = r \sin \theta \quad (8)$$

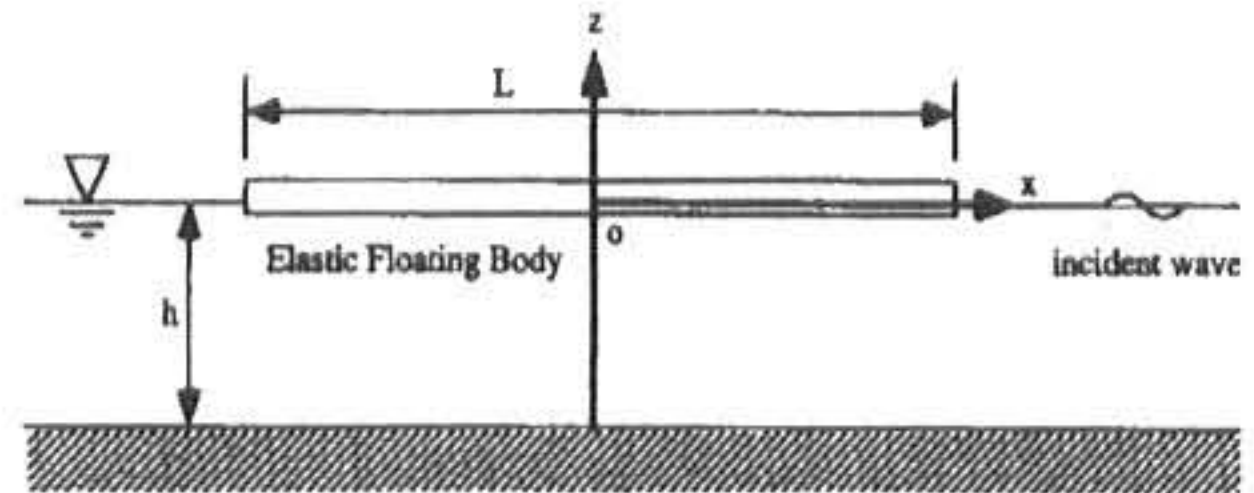


Fig. 2 Sketch of an elastic model

부체의 운동 및 入射波는 상대적으로 미소한
것으로 가정하여 線形重疊의 원리가 성립하는
것으로 한다. 시각 t 에 있어서 부체의 연직변
위 $\omega(t)$ 는 공중모드에서의 고유진동모드
 Z_j ($j=1, 2, \dots, N$) 중첩에 의해 (1)식과 같이
표현된다.

물체의 운동은 3차원 공간에서 6개의 剛體모
드 즉 Surge, Sway, Heave, Roll, Pitch, Yaw
를 중첩함으로써 표현할 수 있다. 물체의 각 모
드의 주기적 운동은 다음 식으로 나타낼 수 있
다.

$$X_q(t) = \text{Re} \{ x_q e^{-i\omega t} \}, \quad q=1, 2, \dots, 6 \quad (9)$$

여기서 ω 는 振動數, t 는 時間, x_q 는 q 모드의
運動複素振幅을 나타내며, 指標 $q=1, 2, \dots, 6$ 은 각
각 Surge, Sway, Heave, Roll, Pitch, Yaw에
대응하고 있다.

유체가 非回轉性的의 理想流體라 가정하면 速
度퍼텐셜은 다음 식으로 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned} \Phi(t) &= \text{Re} \{ \phi e^{i\omega t} \} \\ &= \text{Re} \left\{ \left(\phi_I + \phi_D + i\omega \sum_{j=1}^N \xi_j \phi_j \right) e^{i\omega t} \right\} \end{aligned} \quad (10)$$

여기서 ϕ_I 는 入射波퍼텐셜, ϕ_D 는 散亂波퍼텐셜
을, ϕ_j 는 물체의 j 모드의 단위진폭운동에 의한
發散波퍼텐셜이다.

入射波의 진폭을 ζ_0 , 주파수를 ω , 波數를 k , 入
射波의 전파방향이 x 축과 이루는 각도를 α 로
한다. 平面進行波에서 入射波퍼텐셜은 다음 식

으로 표현된다.

$$\phi_1 = -\frac{ig\zeta_0}{\omega} \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} e^{ik(x\cos\alpha + y\sin\alpha)} \quad (11)$$

여기서 g 는 중력가속도를 나타내고 波數 k 와 진동수 ω 사이에는 다음 관계식이 성립한다.

$$\frac{\omega^2}{g} \equiv \nu = k \tanh kh \quad (12)$$

散亂波퍼텐셜 및 發散波퍼텐셜은 다음의 연속방정식 및 경계조건을 만족해야한다.

$$\nabla^2 \phi_j = 0 \quad \text{流體內에서} \quad (13a)$$

$$\frac{\partial \phi_j}{\partial n} = 0 \quad \text{底面上에서} \quad (13b)$$

$$\frac{\partial \phi_j}{\partial z} - \nu \phi_j = 0 \quad \text{自由表面上에서} \quad (13c)$$

$$\frac{\partial \phi_j}{\partial n} = \begin{cases} n_z Z_j, & j=1, 2, \dots, N \\ -\frac{\partial \phi_1}{\partial n}, & j=D \end{cases} \quad \text{物體表面上에서} \quad (13d)$$

$$\sqrt{r} \left(\frac{\partial \phi_j}{\partial r} - i\phi_j \right) = 0 \quad \text{無限遠方에서} \quad (13e)$$

여기서 $\partial/\partial n$ 은 경계면에 있어서 유체영역에 대해 外向單位法線벡터 \mathbf{n} 의 미분을 나타내며, n_z 는 \mathbf{n} 의 z 방향여현을 나타낸다.

2.3 Hybrid형 적분방정식법에 의한 해법

경계치문제 (13a)~(13e)의 수치해법으로서 압력분포식 등의 여러방법이 있지만, 본 연구에서의 Hybrid형 적분방정식법을 채용하고 있다. 이 방법은 무한공간의 그린함수(기본해)를 이용하기 때문에 고전적인 경계적분방정식법에 비해 계산에 드는 노력이 줄어드는 잇점이 있다. 다음은 Hybrid형 적분방정식법에 의한 해법의 개요를 나타낸다.

Fig. 3에 나타낸 것 같이 유체영역을 반경 r_0 의 가상원통면 S_R 로 2개의 영역으로 분할한다. 이 가상원통면은 물체와 불규칙한 저면을

포함하는 충분히 큰 것으로 한다. 내부영역을 V , 외부영역을 V^* 로 나타내고, 각각의 퍼텐셜을 ϕ_j, ϕ_j^* 로 한다.

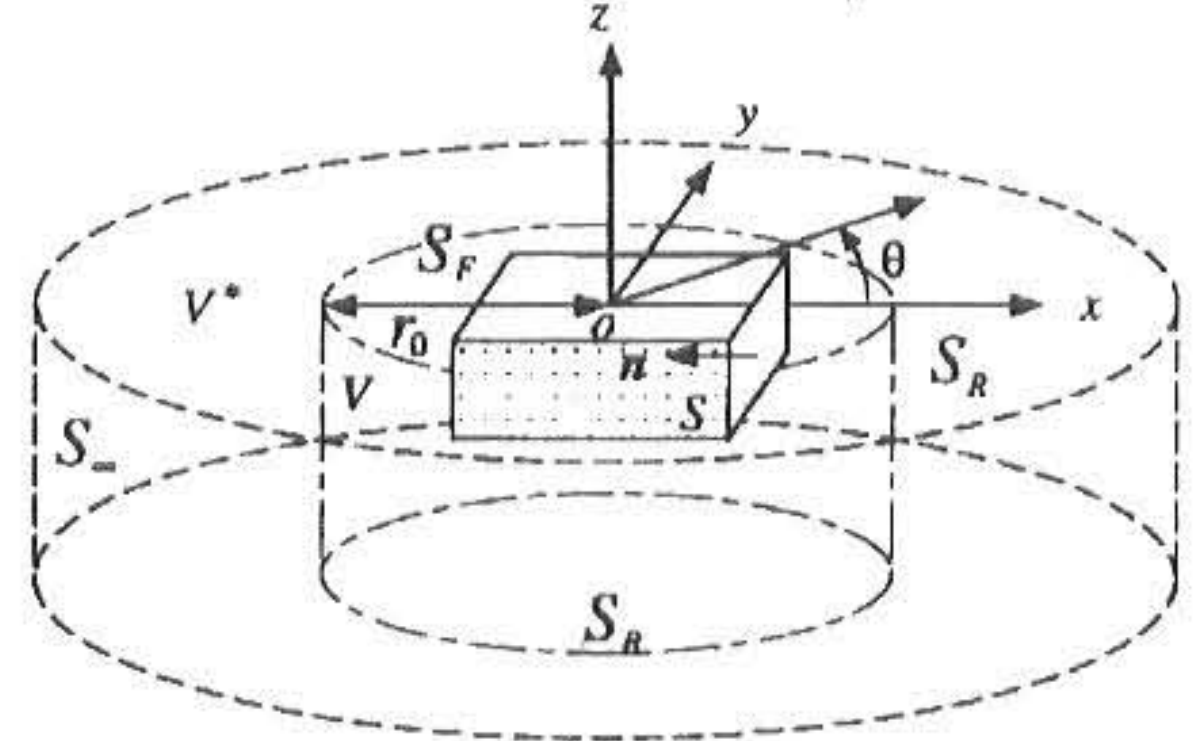


Fig. 3 Fluid boundaries and fictitious vertical cylinder

ϕ_j^* 를 원통좌표계에 대한 고유함수열로 전개하면 다음 식으로 표현된다.

$$\phi_j^* = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} (\alpha_{mn} \cos n\theta + \beta_{mn} \sin n\theta) R_{mn}(r) Z_m(z) \quad (14)$$

$$\text{여기서, } R_{mn} = \begin{cases} \frac{H_n^{(1)}(kr)}{H_n^{(1)}(kr_0)}, & m=0 \\ \frac{K_n(k_m r)}{K_n(k_m r_0)}, & m>0 \end{cases} \quad (15)$$

$$Z_m = \begin{cases} \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh}, & m=0 \\ \frac{\cos k_m(z+h)}{\cos k_m h}, & m>0 \end{cases} \quad (16)$$

이고, $H_n^{(1)}$ 은 n 차의 제1종 Hankel함수를, K_n 은 n 차의 제2종 Bessel함수를 나타내며, k_m 은 주파수 ω 에 대한 다음 분산방정식의 正實根이다.

$$k_m \tan k_m h + \nu = 0 \quad (17)$$

ϕ_j^* 가 V^* 내에서 연속방정식(13a), 底面조건(13b), 자유표면조건(13c) 및 방사조건(13e)를 만족하는 것을 알 수 있다. ϕ_j 와 ϕ_j^* 는 가상원통면상에서 압력 및 법선속도의 연속조건에 의해 다음의 관계가 있다.

$$\phi_j = \phi_j^*, \quad \frac{\partial \phi_j}{\partial r} = \frac{\partial \phi_j^*}{\partial r} \quad S_R \text{上에서} \quad (18)$$

내부유체영역에 대해서 그린의 공식을 적용하면 다음 식이 구해진다.

$$C_P \phi_j(P) = \int \int_{\partial V} \left[\frac{\partial \phi_j}{\partial r}(Q) \left(\frac{1}{R_{PQ}} \right) - \phi_j(Q) \frac{\partial}{\partial n(Q)} \left(\frac{1}{R_{PQ}} \right) \right] dS(Q) \quad (19)$$

여기서, P는 V를 둘러싼 경계면상 ∂V 의 기준점을, Q는 ∂V 상의 적분점을, $dS(Q)$ 는 ∂V 상의 면적요소를, R_{PQ} 는 2점 P, Q사이의 거리를, C_P 는 점 P에 있어서 V와 이루는 입체내각을 나타낸다. 식(19)에 식(13a)~(13d) 및 식(18)을 이용하면, 다음의 경계적분방정식이 구해진다.

$$C_P \phi_j(P) = \int \int_{S_{JS}} \phi_j(Q) \frac{\partial}{\partial n(Q)} \left(\frac{1}{R_{PQ}} \right) dS(Q) + \int \int_{S_r} \phi_j(Q) \left[\frac{\partial}{\partial n(Q)} \left(\frac{1}{R_{PQ}} \right) - \nu \left(\frac{1}{R_{PQ}} \right) \right] dS(Q) + \int \int_{S_i} \left[\phi_j^*(Q) \frac{\partial}{\partial n(Q)} \left(\frac{1}{R_{PQ}} \right) - \frac{\partial \phi_j^*}{\partial n}(Q) \left(\frac{1}{R_{PQ}} \right) \right] dS(Q) = \begin{cases} \int \int_S n_j(Q) Z_j(Q) \left(\frac{1}{R_{PQ}} \right) dS(Q), & j=1,2,\dots,N \\ - \int \int \frac{\partial \phi_I}{\partial n}(Q) \left(\frac{1}{R_{PQ}} \right) dS(Q), & j=D \end{cases} \quad (20)$$

적분방정식 (20)을 이산화해서 풀면, 경계면상의 퍼텐셜 ϕ_j 와 미지계수 α_{mn} β_{mn} 이 결정된다.

2.4 流體力 및 運動應答

속도퍼텐셜이 구해지면 물체표면에 작용하는 變動流體壓 p는 선형화된 베르누이식

$$p = -\rho \left(\frac{\partial \Phi}{\partial t} + g\omega \right) \quad (21)$$

에 의해 계산된다. 여기서 ρ 는 유체의 밀도를 나타낸다. 식(21)에 식(10)을 대입하면 다음과 같이 된다.

$$p = \text{Re}[\rho i \omega \phi e^{-i\omega t}] - \rho g \omega \quad (22)$$

평판부체형에 대한 운동방정식은 다음과 같다.

$$D \nabla^4 \omega + n \frac{\partial \omega}{\partial t} + m \frac{\partial^2 \omega}{\partial t^2} = p \quad (23)$$

여기서, D, m, n은 각각 공중모드에서 부체의 휨강성, 단위체적당의 질량 및 재료감쇠계수를 나타낸다. 식(23)에 식(22), (1), (10)을 대입

하고, 시간의존항 $e^{-i\omega t}$ 를 생략하면 다음 식이 구해진다.

$$\sum_{k=1}^N (D \nabla^4 Z_k - i \omega n Z_k - \omega^2 m Z_k) \xi_k = \rho \omega (\phi_I + \phi_D) + \sum_{k=1}^N (\omega^2 \phi_k - g) Z_k \xi_k \quad (24)$$

상기 식의 양변에 Z_j 를 곱하고 전체 底面積에 대해 적분하면, 모드좌표에 대한 부체의 운동방정식은 다음과 같이 구해진다.

$$\sum_{k=1}^N [-\omega^2 (m_{jk} + M_{jk}) - i \omega (n_{jk} + N_{jk}) + (k_{jk} + K_{jk})] \xi_k = f_j, \quad j=1,2,\dots,N \quad (25)$$

$$\text{여기서 } m_{jk} = \int \int_S m Z_j Z_k d\bar{S} \quad (26)$$

$$n_{jk} = 2 \eta_k \omega_k m_{jk} \quad (27)$$

$$k_{jk} = \omega_k^2 m_{jk} \quad (28)$$

$$M_{jk} + \frac{i}{\omega} N_{jk} = \rho \int \int_S \phi_k Z_j d\bar{S} \quad (29)$$

$$K_{jk} = \rho g \int \int_S Z_j Z_k d\bar{S} \quad (30)$$

$$f_j = \rho i \omega \int \int_S (\phi_I + \phi_D) Z_j d\bar{S} \quad (31)$$

이고, ω_k 및 η_k 는 공중모드에서 k차의 비감쇠 고유원진동수 및 재료감쇠정수를 나타낸다.

m_{jk} , n_{jk} 및 k_{jk} 는 공중모드에서 일반화관성계수, 일반화감쇠계수 및 일반화복원력계수를 나타내며, M_{jk} , N_{jk} , K_{jk} 및 f_j 는 각각 일반화부가관성계수, 일반화부가감쇠계수, 부력변화에 의한 일반화정적 복원력계수 및 일반화파강제력을 나타낸다.

운동방정식(25)를 풀어 모드좌표 ξ_j 가 구해지면 이들을 식(1)에 대입함으로써 부체의 주파수 영역에 대한 운동 응답이 구해진다.

3. 해석모델 및 검증

3.1 해석모델

본 절에서는 전 절에서 제시한 이론의 타당

성을 검증하기 위해 기실험 데이터와 해석결과를 비교한다. 해석모델의 각부의 제원은 Table 1과 같다. 이 모델은 矢後・遠藤⁸⁾이 실험역에 대해 300m 부체를 1/30로 축소한 모델로 파랑 실험을 하였던 것이다.

Table 1. 해석모델의 제원

| 부체길이 m | 부체폭 m | 부체높이 mm | 질량 t | 배수심 mm | 강성 $t \cdot m^2$ | 수심 m |
|-----------|----------|------------|---------|-----------|---------------------|---------|
| 9.75 | 1.90 | 345 | 16.6 | 16.6 | 1.788 | 1.90 |

Hybrid형적분방정식에 의한 해석을 위한 모델의 형상 및 요소분할은 각각 Fig. 4 및 Fig. 5와 같다.

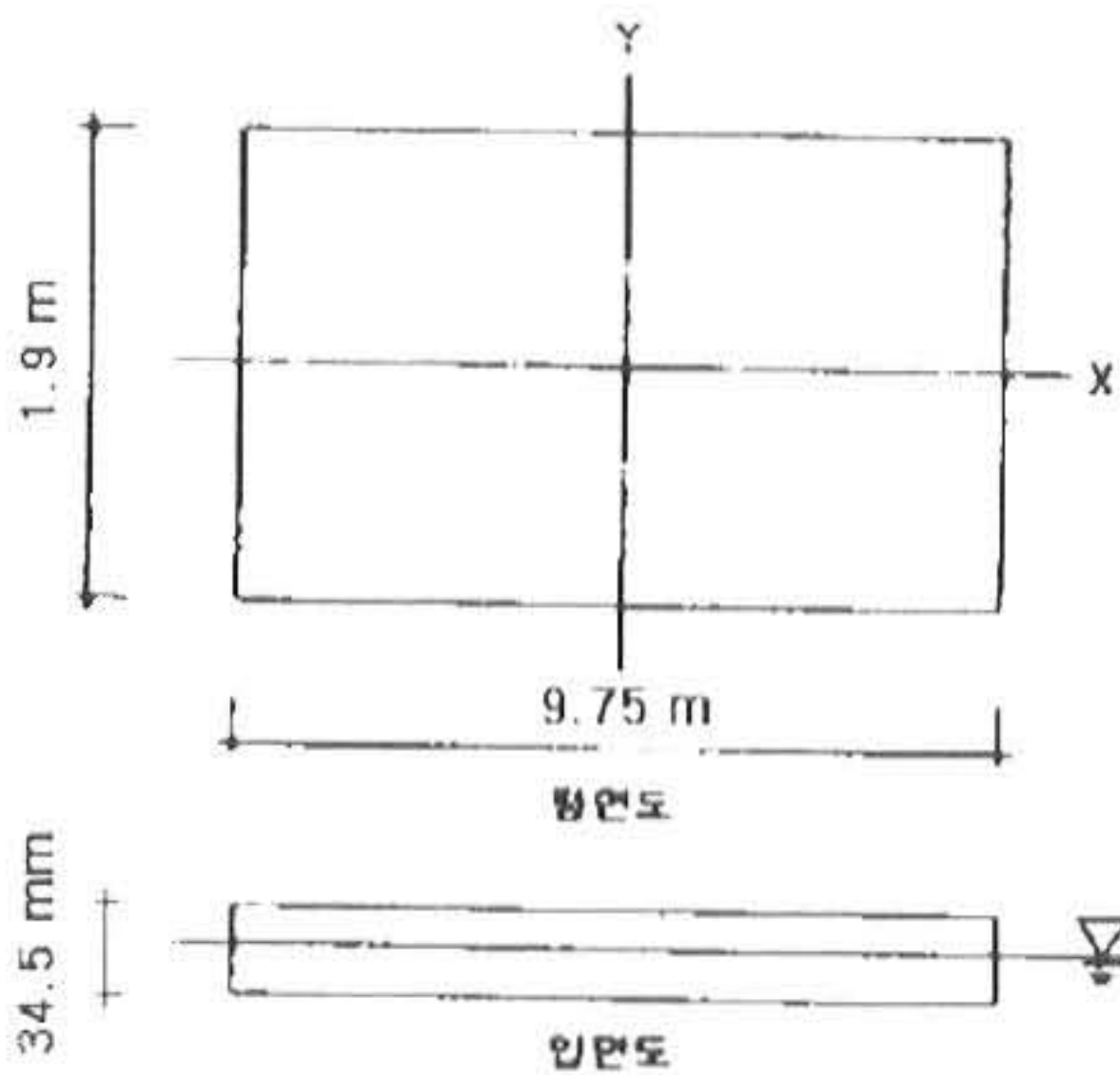


Fig. 4 Sketch of model for analysis

해석에는 浮體형상의 대칭성을 고려해서 1/4영역에 대해서만 이산화하며, 2차원 Isoparametric요소를 사용하였다.

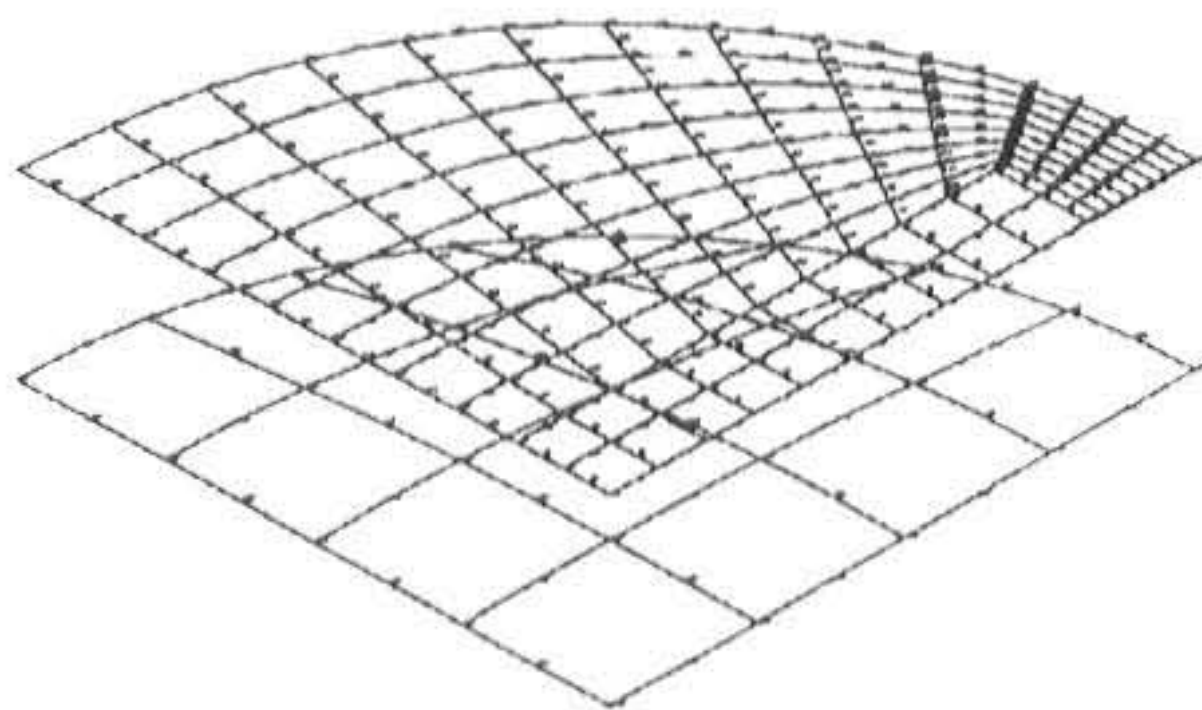


Fig. 5 Element idealization using hybrid integral equation method
(8 node isoparametric elements)

3.2 해석결과의 비교

Fig. 6은 浮體의 각 점에 있어서 연직변위 응답의 진폭을 비교한 것으로, 실선은 본 논문에서 제시한 Hybrid적분방정식법에 의한 이론해석의 결과이며, \diamond 는 矢後・遠藤의 실험결과를 나타낸다. $\lambda/L=0.2$ 에서 1.0에 이르는 소 領域에 걸쳐서 이론해석치와 실험치가 잘 일치한다. 여기서 λ 는 파장을, L 은 부체의 길이를 나타낸다.

Fig. 7은 휨모멘트의 진폭성분을 계산한 결과이다. $\lambda/L < 0.6$ 에서는 파상축으로부터 $X/L=1/4$ 근처에서 휨모멘트가 크게 나타나고 있다. 여기서 X 는 부체상의 각 계측점을 나타낸다. 이러한 사실은 矢後・遠藤도 언급한 바있다.

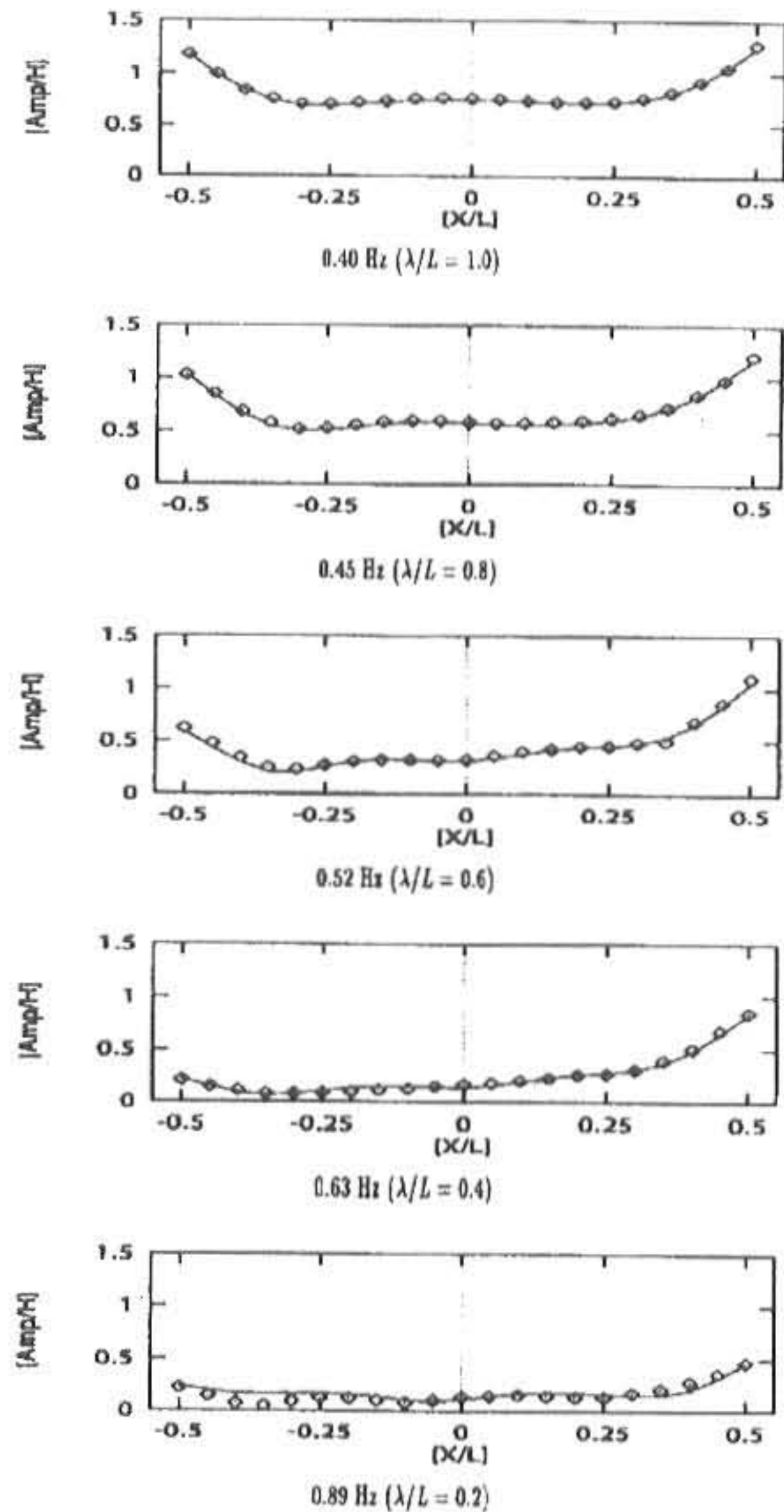


图 5.2: 矢後・遠藤モデルにおける鉛直変位振幅の比較

Fig. 6 Vertical displacement

참 고 문 헌

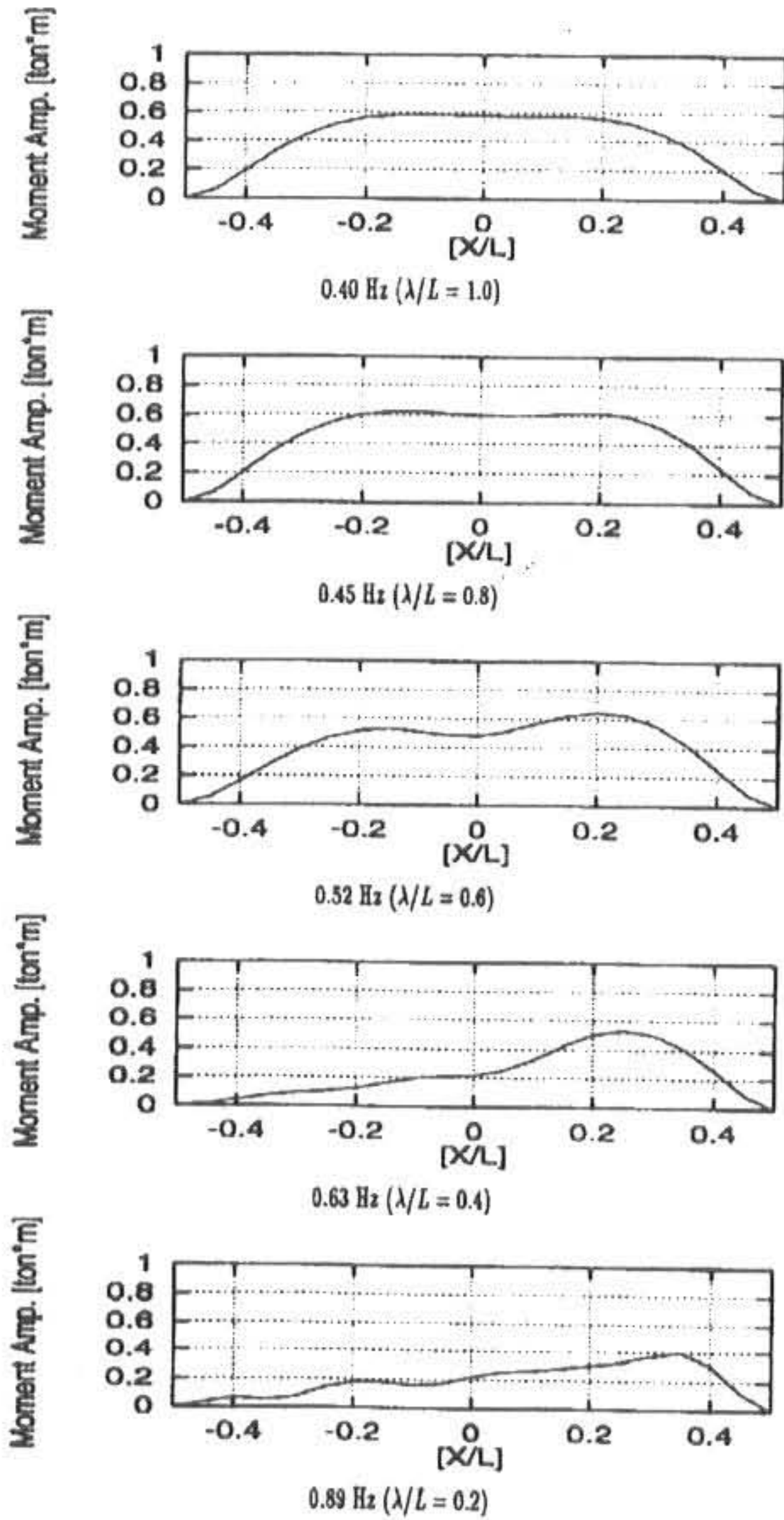


Fig. 7 Moment amplitude

4. 결 론

이상에서, 平板狀의 彈性浮체에 대한 유체·탄성체의 동적 상호작용을 고려한 해석법의 일환으로서 空中모드를 중첩한 Hybrid적분방정식법에 의한 해석의 결과를 나타내었다.

본 논문에서 제시하는 방법은 기존의 강체운동에 대한 해석법을 단순히 확장함으로서 간단히 적용시킬 수 있다는 것을 보여주며, 해석의 결과는 기존 실험결과와 비교 할 때 잘 일치하고 있으므로 Hybrid적분방정식법의 적용성을 확인할 수 있었다.

- 1) 日本建築學會 : 海洋建築計劃指針, (1988)
- 2) 日本建築學會 : 海洋建築物構造設計指針(浮遊式), (1992)
- 3) 長崎作治 : 海洋浮遊構造物の係留設計, 山海堂, (1981)
- 4) 메가프로토-技術研究組合 : 超大型浮体式海洋構造物(메가프로토)平成7年度研究結果報告書, (1996)
- 5) 메가프로토-技術研究組合 : 超大型浮体式海洋構造物(메가프로토)平成8年度研究結果報告書, (1997)
- 6) 松井徹哉, 加藤賢治 : 하이브리드型積分方程式法による浮体の定常動搖問題の數値解析, 日本建築學會 第393号, pp.165-176, (1988)
- 7) 海洋工學委員會性能部會 : 超大型浮体構造物, 成山堂書店, (1995)
- 8) 失後清和, 遠藤久芳 : 淺喫水箱型浮体の波浪中彈性應答について—大型模型による水曹實驗—, 日本造船學會論文集 第180号, pp.341-351, (1996)

(2001년 9월 5일 접수, 2001년 11월 26일 채택)