

工學碩士 學位論文

浮防波堤에 의한 波浪制御解析에
관한 研究

A Study of Wave Control by Floating Breakwaters

指導教授 金 度 三

2002年 2月

韓國海洋大學校 大學院

土木環境工學科 李 在 奭

A Study of Wave Control Floating Breakwaters

by

JAE-SEOCK LEE

Department of Civil and Environment Engineering
Graduate School of Korea Maritime University

ABSTRACT

Mainly, Floating Breakwaters(FBs) have been constructed in many coastal regions due to the advantages of the coastal environment and construction cost. In general, the FB becomes fixed or its width broadened because the movement of the FB comes to be large and its the wave control function lower for the long period incident waves.

In this study, efficiency of the FB is evaluated for various mooring systems using Eigenfunction Expansion Method(EEM) in two-dimensional wave field. And, the wave control function of two-rowed Fixed Floating Breakwaters(FFBs) that have narrower width than that of the one-rowed FFB is discussed by using Boundary Element Method(BEM) based on the Green formula and EEM. The validity of the present study is confirmed by comparing it with the results of Ijima et al.(1974) and Yosida et al.(1992) for the one-rowed Fixed Floating Structure. Of mooring forms, Open Catenary Mooring is the best one about the transmission ratio, sway, heave, roll motion, and mooring line force. It is revealed that the wave control function of two-rowed FFBs is more effective than that of the one-rowed FFB.

부방과제에 의한 파랑제어해석에 관한 연구

이 재 석

한국해양대학교 대학원
토목환경공학과

요 약

해안환경 및 건설비 등의 측면에서 부방과제의 연구가 오래 전부터 수행되어 왔고, 실해역에 많이 건설되었다. 일반적으로 주기가 긴 파랑이 입사하는 경우에는 부방과제의 동요가 커지고, 파랑제어기능이 떨어지기 때문에 부방과제를 고정시키거나 폭을 넓게하는 경우가 많다.

본 연구에서는 고유함수전개법을 이용하여 2차원 파동장에서 계류형식에 따른 부방과제의 성능을 비교·검토하였고, 또한, 넓은 폭을 갖는 고정부방과제 대신에 보다 적은 폭의 이열(二列)고정부방과제를 상정하여 3차원 파동장에서 그의 파랑제어기능을 수치해석적으로 검토하였다. 수치해석은 Green 공식에 기초한 경계요소법과 고유함수전개법을 병용하는 기법을 적용하였다. 그리고, 본 연구결과의 타당성을 일열(一列)의 고정부체구조물에 대한 Ijima et al(1974)와 Yosida et al(1992)의 해석결과와 비교하여 검증하였다. 2차원 파동장의 부방과제에 대한 수치해석결과에 의하면, 계류형식중 Open Catenary Mooring 형식이 투과율과 수평, 연직 회전동요 및 계류삭의 장력에 대해서 가장 우수한 형식이라 판단되며, 3차원 파동장의 고정부방과제에 대해서는 광폭의 일열고정부방과제보다 이열고정부방과제의 우수성을 확인할 수 있었다.

目 次

	(page)
ABSTRACT	i
要約	ii
目次	iii
그림目次	v
第1章 序論	1
1.1 本 研究의 背景	1
1.2 本 研究의 目的과 構成	2
第2章 固有函數展開法에 의한 2次元 波動場 解析	3
2.1 理論解析	3
2.1.1 支配方程式과 境界條件	3
2.1.2 流體運動과 空間速度포텐셜의 一般解	5
2.1.3 浮防波堤의 運動方程式	7
2.1.4 速度포텐셜의 未定係數 決定	11
2.1.5 波의 變形係數	14
2.2 數値解析	15
2.2.1 Open Mooring	16
2.2.2 Vertical Mooring	18
2.2.3 Cross Mooring	20
2.2.4 Open Catenary Mooring	22
2.2.5 Cross Catenary Mooring	25
第3章 境界要所法과 固有函數展開法에 의한 3次元 波動場 解析	27
3.1 理論解析	27
3.1.1 支配方程式과 境界條件	27
3.1.2 空間速度포텐셜 $\phi(x, y, z)$ 의 表示	28
3.1.3 Green 公式과 포텐셜函數 $\phi(x, y)$	31

3.1.4 Green 函數에 의한 $f_1, f_1^{(n)}, \psi_o, \psi_s, \varphi_o, \varphi_s$ 의 表示	36
3.1.5 各 領域에서의 接合境界條件	38
3.1.6 離散化	41
3.1.7 回折係數	46
3.2 數値解析	47
3.2.1 數値解析結果의 檢證	47
3.2.2 二列 二基 配置에 의한 波高分布의 解析	47
3.2.3 二列 三基 配置에 의한 波高分布의 解析	55
第4章 結論	65
《參考文獻》	66
Appendix	69

그 립 목 차

Fig. 2-1	Definition Sketch of Open Mooring Floating Breakwater ...	4
Fig. 2-2	Mooring Forms of Floating Breakwater	8
Fig. 2-3(a)	Transmission Coefficient	17
Fig. 2-3(b)	Swaying Amplitude	17
Fig. 2-3(c)	Heaving Amplitude	17
Fig. 2-3(d)	Rolling Amplitude	17
Fig. 2-3(e)	Mooring Line Force	18
Fig. 2-3	Open Mooring	18
Fig. 2-4(a)	Transmission Coefficient	19
Fig. 2-4(b)	Swaying Amplitude	19
Fig. 2-4(c)	Heaving Amplitude	19
Fig. 2-4(d)	Rolling Amplitude	19
Fig. 2-4(e)	Mooring Line Force	20
Fig. 2-4	Vertical Mooring	20
Fig. 2-5(a)	Transmission Coefficient	21
Fig. 2-5(b)	Swaying Amplitude	21
Fig. 2-5(c)	Heaving Amplitude	21
Fig. 2-5(d)	Rolling Amplitude	21
Fig. 2-5(e)	Mooring Line Force	22
Fig. 2-5	Cross Mooring	22
Fig. 2-6(a)	Transmission Coefficient	23
Fig. 2-6(b)	Swaying Amplitude	23
Fig. 2-6(c)	Heaving Amplitude	24
Fig. 2-6(d)	Rolling Amplitude	24
Fig. 2-6(e)	Mooring Line Force	24
Fig. 2-6	Open Catenary Mooring	24
Fig. 2-7(a)	Transmission Coefficient	25
Fig. 2-7(b)	Swaying Amplitude	25
Fig. 2-7(c)	Heaving Amplitude	26
Fig. 2-7(d)	Rolling Amplitude	26

Fig. 2-7(e)	Mooring Line Force	26
Fig. 2-7	Cross Catenary Mooring	26
Fig. 3-1	Definition Sketch of Fixed Floating Breakwaters(FFBs) in 3-Dimensional Wave Fields	29
Fig. 3-2	Special Point in the Closed Field and Integral Boundary	32
Fig. 3-3	Special Point in the Open Field and Integral Boundary	34
Fig. 3-4	Nodal Points in Numerical Analysis	42
Fig. 3-5	Distribution of K_d for Rectangular FFB	48
Fig. 3-6	Distribution of K_d for Circular FFB	49
Fig. 3-7	Plane Figure of FFB	49
Fig. 3-8(a)	$A/h=3.0, B/h=0.6, d/h=1.0, \theta=0^\circ$	50
Fig. 3-8(b)	$A/h=3.0, B/h=0.6, d/h=1.0, \theta=0^\circ$	50
Fig. 3-8	Distributions of K_d for One-Rowed Rectangular FFBs ($\sigma^2 h/g=0.5 \quad kh=0.772 \quad q=0.5$)	50
Fig. 3-9(a)	$d/h=1.0, w/h=1.0, \theta=0^\circ$	51
Fig. 3-9(b)	$d/h=1.0, w/h=2.0, \theta=0^\circ$	51
Fig. 3-9(c)	$d/h=1.0, w/h=3.0, \theta=0^\circ$	52
Fig. 3-9(d)	$d/h=1.0, w/h=3.0, \theta=45^\circ$	52
Fig. 3-9	Distributions of K_d for Two-Rowed Rectangular FFBs ($\sigma^2 h/g=0.5 \quad kh=0.772 \quad q=0.5$)	52
Fig. 3-10(a)	$d/h=3.0, w/h=3.0, \theta=0^\circ$	53
Fig. 3-10(b)	$d/h=3.0, w/h=3.0, \theta=45^\circ$	53
Fig. 3-10	Distributions of K_d for Two-Rowed Rectangular FFBs ($\sigma^2 h/g=0.5 \quad kh=0.772 \quad q=0.5$)	53
Fig. 3-11(a)	$d/h=3.0, w/h=3.0, \theta=0^\circ$	54
Fig. 3-11(b)	$d/h=3.0, w/h=3.0, \theta=45^\circ$	54
Fig. 3-11	Distributions of K_d for Two-Rowed Rectangular FFBs ($\sigma^2 h/g=0.5 \quad kh=0.772 \quad q=0.25$)	54
Fig. 3-12(a)	$d/h=1.0, w/h=1.0, \theta=0^\circ$	56
Fig. 3-12(b)	$d/h=1.0, w/h=2.0, \theta=0^\circ$	56

Fig. 3-12(c)	$d/h=1.0, w/h=3.0, \theta=0^\circ$	57
Fig. 3-12(d)	$d/h=1.0, w/h=3.0, \theta=45^\circ$	57
Fig. 3-12	Distributions of K_d for Two-Rowed Rectangular FFBS ($\sigma^2 h/g=0.5 \quad kh=0.772 \quad q=0.5$)	57
Fig. 3-13(a)	$d/h=3.0, w/h=3.0, \theta=0^\circ$	58
Fig. 3-13(b)	$d/h=3.0, w/h=3.0, \theta=45^\circ$	58
Fig. 3-13	Distributions of K_d for Two-Rowed Rectangular FFBS ($\sigma^2 h/g=0.5 \quad kh=0.772 \quad q=0.5$)	58
Fig. 3-14(a)	$d/h=3.0, w/h=3.0, \theta=0^\circ$	59
Fig. 3-14(b)	$d/h=3.0, w/h=3.0, \theta=45^\circ$	59
Fig. 3-14	Distributions of K_d for Two-Rowed Rectangular FFBS ($\sigma^2 h/g=0.5 \quad kh=0.772 \quad q=0.25$)	59
Fig. 3-15(a)	$A/h=3.0, A/B=0.6, d/h=1.0, \theta=0^\circ$	61
Fig. 3-15(b)	$A/h=3.0, A/B=0.6, d/h=3.0, \theta=0^\circ$	61
Fig. 3-15	Oblique View of Wave Height Distributions for One-Rowed Rectangular FFBS($\sigma^2 h/g=0.5 \quad kh=0.772 \quad q=0.5$)	61
Fig. 3-16(a)	$d/h=1.0, w/h=3.0, \theta=0^\circ$	62
Fig. 3-16(b)	$d/h=3.0, w/h=3.0, \theta=0^\circ$	62
Fig. 3-16	Oblique View of Wave Height Distributions for Two-Rowed Rectangular FFBS($\sigma^2 h/g=0.5 \quad kh=0.772 \quad q=0.5$)	62
Fig. 3-17(a)	$d/h=1.0, w/h=3.0, \theta=0^\circ$	63
Fig. 3-17(b)	$d/h=3.0, w/h=3.0, \theta=0^\circ$	63
Fig. 3-17	Oblique View of Wave Height Distributions for Two-Rowed Rectangular FFBS($\sigma^2 h/g=0.5 \quad kh=0.772 \quad q=0.5$)	63
Fig. 3-18(a)	$d/h=3.0, w/h=3.0, \theta=45^\circ$	64
Fig. 3-18(b)	$d/h=3.0, w/h=3.0, \theta=45^\circ$	64
Fig. 3-18	Oblique View of Wave Height Distributions for Two-Rowed Rectangular FFBS($\sigma^2 h/g=0.5 \quad kh=0.772 \quad q=0.25$)	64

第1章 序論

1.1 本 研究의 背景

최근, 육상에서 가용공간의 부족에 따른 해역공간의 이용이 절실히 요구되고 있다. 연안 해역으로부터 근해역에 이르기까지 해양환경에 대한 영향 및 경제성 등을 고려하여 해양선진국에서는 해상부유식구조물 즉, 해상도시, 해상공항, 해상플랜트기지, 해상도로 등을 많이 구상·연구하여 왔고 실패역에 있어서 그의 시공 예를 다수 볼 수 있다.

기존의 중력식 방파제는 사석이나 콘크리트블록 등을 해저에서 수면 위까지 쌓아 파를 막는 형식인 반면에, 부방파제는 대부분의 파랑에너지가 집중되어 있는 자유수면에서 수면하 20%정도만을 폰툰형의 함을 띄워 부체동요에 의해 파랑에너지를 감소시키는 형식이며, Joly(1905)가 최초로 개념을 제안하였다. 부방파제의 특징은 해수흐름을 방해하지 않아 해양오염을 줄일 수 있을 뿐만 아니라, 지진의 피해를 줄일 수 있고, 연약지반상에서도 쉽게 건설될 수 있는 많은 장점을 가지고 있다. 부방파제의 형식은 크게 고정식과 계류식의 두 형식이 있다. 먼저, 계류식 부방파제는 체체의 동요를 허용하므로 동요변위가 발생하고, 따라서 큰 동요변위가 허용될 수 있는 해역에서는 그의 건설이 타당할 것으로 판단된다. 그러나, 부유식 선박계선안과 같은 대형부체구조물의 경우에는 계류된 경우에도 체체 중량에 의한 저항이 매우 크기 때문에 동요변위가 매우 작고, 수평동요와 같은 일부 동요성분이 제한되는 돌핀계류의 부체구조물, 혹은 동요를 허용하지 않는 고정식 부체구조물로 시공될 수 있다.

기존의 연구로는 井島 등(1971, 1972, 1975)이 직사각형, 또는 타원형 형태의 부방파제를 2차원, 3차원 문제에 대해 해석하였으며, 永田 등(1990)은 영역분할법을 사용하여 3차원적인 문제를 해석하였고, 金 등(1993)은 항계류 부체에 관하여 구속 종류에 따른 문제를 해석하였다. 본 연구에서는 영역분할법(고유함수전개법)에 의한 계류된 부방파제를 계류형식에 따라 2차원 파동장 문제를 해석하고, 또한 3차원으로는 고정식 부방파제의 경우를 대상으로 일열로 설치되는 기존의 고정식 부체구조물의 파랑제어능력을 보다 향상시키고, 재료의 절감에 따른 건설비의 절감을 도모할 수 있는 이열의 고정식 부체구조물을 상정하여 이에 의한 파랑제어능력을 검토한다.

1.2 本 研究의 目的과 構成

본 연구에서는 계류형식에 따른 부방과제의 소파성능과 부방과제 자체의 동요변위를 해석함과 동시에, 장주기파의 제어에 탁월한 효과가 있는 것으로 판명된 이열잡제의 파랑제어능력을 고정부방과제에 적용 및 도입하여 이열고정부방과제의 파랑제어능력을 일열의 경우와 대비·검토함을 본 연구의 목적으로 한다. 이를 위해서 입사파랑의 조건뿐만 아니라, 파향, 기수(基數) 및 이열의 간격과 개구폭 등을 변화시켜 검토한다. 수치해석은 경계요소법과 고유함수 전개법을 병용한 기법으로 3차원 파동장에 적용하여 수행한다.

본 연구의 구성은 1장에서 본 연구의 배경과 목적, 그리고 본 연구의 구성을 설명하고, 2장에서는 계류된 부방과제를 고유함수전개법에 의한 2차원 파동장 해석을, 3장에서는 경계요소법과 고유함수전개법에 의한 3차원 파동장의 이론해석과 수치해석 결과를 제시하였다. 3장의 수치해석에서는 수면부근에 단일 고정부유식구조물에 관한 井島 등(1974)의 연구결과와 고유함수에 관한 적분연산을 수행하지 않는 선점해법을 제시한 吉田 등(1992)의 연구결과와 비교하여 본 연구의 타당성을 검증하였고, 이를 근거로 하여 수면에 고정된 이열다기(多基)의 부방과제에 의한 3차원 파랑제어기능을 검토하였다. 마지막으로 4장은 2장과 3장에서 얻어진 결과를 정리하여 본 연구의 결론을 제시하였다.

第2章 固有函數展開法에 의한 2次元 波動場 解析

2.1 理論解析

수면파동의 문제는 속도포텐셜함수의 경계치 문제라고 하는 형으로 정식화된다. 대상으로 하는 영역을 둘러싸는 경계면에서, 소정의 조건을 만족하는 함수를 구하는 문제라고 말할 수 있다. 그 해석법 중 고유함수전개법(EigenFunction Expansion Method; EEM)은 문제의 엄밀해가 얻어지는 계통적인 해석법으로서 광범위한 분야에서 연구, 응용되고 있다.

고유함수전개법은 직사각형의 잠제나 트랜치(Trench)등과 같이 유체영역을 직사각형으로 분할할 수 있는 경우에 적용되며, 각각의 유체역에 있어서 유체운동의 속도포텐셜을 영역의 상면과 하면의 경계조건을 만족하는 고유함수를 이용하여 미정계수를 포함한 무한급수로 전개(고유함수전개)하고, 그 경계면에서 속도포텐셜(압력)과 그의 법선미분(유속)이 일치하는 조건(연속조건)과 고유함수의 직교성을 이용해서 미정계수간에 성립된 1차관계식을 풀고 미정계수를 결정하는 것이다. 이 고유함수전개법은 반해석적으로 수행되기 때문에 해의 정도는 매우 높다. 본 장에서는 여러 가지 계류삭에 의해 고정부방파제에 관하여 다음과 같은 이론전개과정으로 2차원 파동장을 해석한다.

- 1) 유체영역의 분할
- 2) 각 영역에서 공간속도포텐셜의 일반해의 유도
- 3) 부방파제의 운동방정식 유도
- 4) 수평유속의 연속(질량보존의 관계)으로부터 접합조건의 유도
- 5) 압력의 연속(에너지보존의 관계)으로부터 접합조건의 유도
- 6) 각 유체영역에서 진행파와 정지산란파의 고유함수의 직교성을 이용한 접합조건의 재구성
- 7) Matrix구성
- 8) 반사율, 투과율 및 부방파제의 동요량 산정

2.1.1 支配方程式과 境界條件

Fig. 2-1에 나타내고 있는 바와 같이 일정수심 h 의 2차원 파동장에 정지상태의 흘수가 qh ($0 \leq q < 1$), 중심이 $G(0, \bar{z}_0)$ 인 2차원 부방파제에 주파수 σ ($= 2\pi/T$, T 는 주기)를 갖는 정현파가 입사하는 것으로 한다. 이 때, 유체를 비점성·비압축성의 완전유체로 가정하고, 유체운동을 비회전으로 가정하면, 다음과 같은 속도포텐셜 $\Phi(x, z, t)$ 가 존재한다.

$$\Phi(x, z, t) = \phi(x, z) \cdot e^{i\sigma t} \quad (2-1)$$

여기서, $i = \sqrt{-1}$, t 는 시간, (x, z) 는 Fig. 2-1에 정의된 공간좌표이고, $\phi(x, z)$ 는 공간속도포텐셜이다.

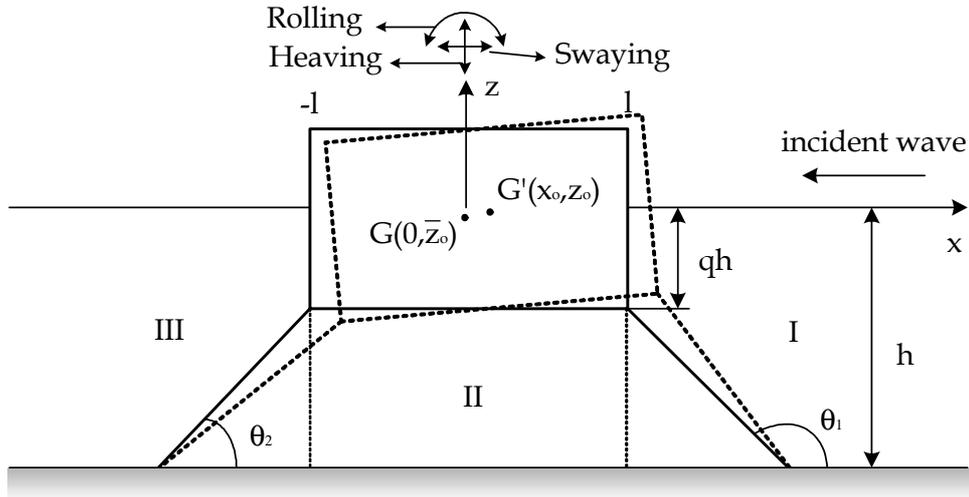


Fig. 2-1 Definition Sketch of Open Mooring Floating Breakwater.

정지상태에서의 부방파제 중심 $G(0, \bar{z}_0)$ 가 입사파랑에 의해 $G'(x_0(t), z_0(t))$ 로 이동함과 동시에 미소각 $\theta(t)$ 만큼 회전하였다고 하면, 이때의 수평변위(Swaying), 연직변위(Heaving) 및 회전각(Rolling)의 복소진폭을 각각 α , β , ω 로 하여 $x_0(t)$, $z_0(t)$, $\theta_0(t)$ 를 다음 식으로 나타낼 수 있다.

$$x_o(t) = ae^{i\sigma t} \quad (2-2a)$$

$$z_o(t) = \bar{z}_o + \beta e^{i\sigma t} \quad (2-2b)$$

$$\theta_o(t) = \omega e^{i\sigma t} \quad (2-2c)$$

동요중의 부방파제의 양 측면과 저면의 좌표는 제1근사로 다음과 같이 주어진다.

$$x = \pm l + \{ \alpha - (z - \bar{z}_o) \omega \} e^{i\sigma t} \quad (2-3a)$$

$$z = -qh + (\beta + \omega x) e^{i\sigma t} \quad (2-3b)$$

위 식(2-3)에서 부방파제의 잠수표면에서 변위속도는 다음의 식으로 주어진다.

$$\frac{\partial x}{\partial t} = i\sigma \{ \alpha - (z - \bar{z}_o) \omega \} e^{i\sigma t} \quad x = \pm l \quad (2-4a)$$

$$\frac{\partial z}{\partial t} = i\sigma (\beta + \omega x) e^{i\sigma t} \quad z = -qh \quad (2-4b)$$

2.1.2 流體運動과 空間速度포텐셜의 一般解

Fig. 2-1에 나타낸 바와 같이 유체영역을 *I, II, III*으로 나누었을 때, 각 유체영역에서 속도포텐셜을 $\phi_I(x, z)$, $\phi_{II}(x, z)$, $\phi_{III}(x, z)$ 로 두면 이들은 다음의 Laplace 방정식을 만족하여야 한다.

$$\frac{\partial^2 \phi_j}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_j}{\partial z^2} = 0 \quad j = I, II, III \quad (2-5)$$

먼저, 유체영역 *I, III*에서 자유수면과 해저면 경계조건은 다음 식으로 주어진다.

$$\frac{\partial \phi_j}{\partial z} = \frac{\sigma^2}{g} \phi_j \quad z = 0 \quad j = I, III \quad (2-6a)$$

$$\frac{\partial \phi_j}{\partial z} = 0 \quad z = -h \quad j = I, III \quad (2-6b)$$

여기서, g 는 중력가속도이다.

A 는 입사파, B 는 반사파, E 는 투과파를 나타내는 속도포텐셜의 미정계수로 두고, B_n 과 E_n 은 각각 구조물에 의한 반사 및 투과 감쇠정상파의 미정계수로 두면 유체영역 I, III 에서의 속도포텐셜은 다음 식으로 나타낼 수 있다.

$$\phi_I(x, z) = (Ae^{ik(x-l)} + Be^{-ik(x-l)})Z(kh) + \sum_{n=1}^{\infty} B_n e^{-k_n(x-l)} Z(k_n h) \quad (2-7)$$

$$\phi_{III}(x, z) = Ee^{ik(x+l)}Z(kh) + \sum_{n=1}^{\infty} E_n e^{k_n(x+l)} Z(k_n h) \quad (2-8)$$

여기서, $Z(kh) = \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh}$, $Z(k_n h) = \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h}$, k, k_n 은 다음 식으로 주어지는 고유치이다.

$$\frac{\sigma^2}{g} = \begin{cases} k \tanh kh \\ -k_n \tan k_n h \end{cases} \quad (2-9)$$

유체영역 II 에 대해서는 부방파제의 저면과 해저면 조건으로부터 다음 식을 얻을 수 있다.

$$\frac{\partial \phi_{II}}{\partial z} = i\sigma(\beta + \omega x) \quad z = -qh \quad (2-10a)$$

$$\frac{\partial \phi_{II}}{\partial z} = 0 \quad z = -h \quad (2-10b)$$

위 식(2-10a)의 우변을 $|x| < l$ 의 구간에서 Fourier 급수전개하면 다음 식을 얻을 수 있다.

$$i\sigma(\beta + \omega x) = 4i\sigma \left\{ \beta \sum_{r=0}^{\infty} \frac{(-1)^r}{(2r+1)\pi} \cos \frac{(2r+1)\pi}{2l} x + 2\omega x \sum_{r=0}^{\infty} \frac{(-1)^r}{(2r+1)^2 \pi^2} \sin \frac{(2r+1)\pi}{2l} x \right\} \quad (2-11)$$

따라서, 식(2-9)와 식(2-10)을 만족하는 영역 II의 속도포텐셜 일반해는 다음 식과 같다.

$$\begin{aligned} \phi_{II}(x, z) = & \sum_{s=0}^{\infty} \left(C_s \frac{\cosh \bar{s}x}{\cosh \bar{s}l} + D_s \frac{\sinh \bar{s}x}{\sinh \bar{s}l} \right) \cos \bar{s}(z + qh) \\ & + 2i\sigma \frac{h}{l} \sum_{r=0}^{\infty} \frac{(-1)^r}{(\mu_r h)^2} \frac{\cosh \mu_r(z+h)}{\sinh \mu_r qh} \\ & \left\{ \beta h \cos \mu_r x + \left(\frac{h}{l} \right)^2 \omega l^2 \frac{\sin \mu_r x}{\mu_r h} \right\} \end{aligned} \quad (2-12)$$

여기서, $\bar{s} = -\frac{s\pi}{qh}$ ($s=0, 1, 2, \dots$), $\bar{q} = 1 - q$, $\mu_r = \frac{(2r+1)\pi}{2l}$ 이고, C_s , D_s 는 속도포텐셜 미정계수이다.

2.1.3 浮防波堤의 運動方程式

먼저, 계류방식에는 Fig. 2-2에 나타내는 것과 같이 기인장된 Open, Cross, Vertical 계류가 있으며, Slack 상태에서 외부영향에 의해 인장상태로 되는 Open Catenary, Cross Catenary의 형식이 있다. 본 연구에서는 기인장된 Open Mooring 부방과제에 대해서만 이론적인 기술을 수행한다. 부체의 질량과 극관성모멘트를 각각 M , I 라 하고, 부체의 측면과 저면에 작용하는 압력을 각각 p_I , p_{II} , p_{III} 라 두면, 부체의 운동방정식은 계류삭의 반력과 부체표

면에 작용하는 유체압력 및 복원력의 성분으로 구성되며, 다음과 같이 나타낼 수 있다.

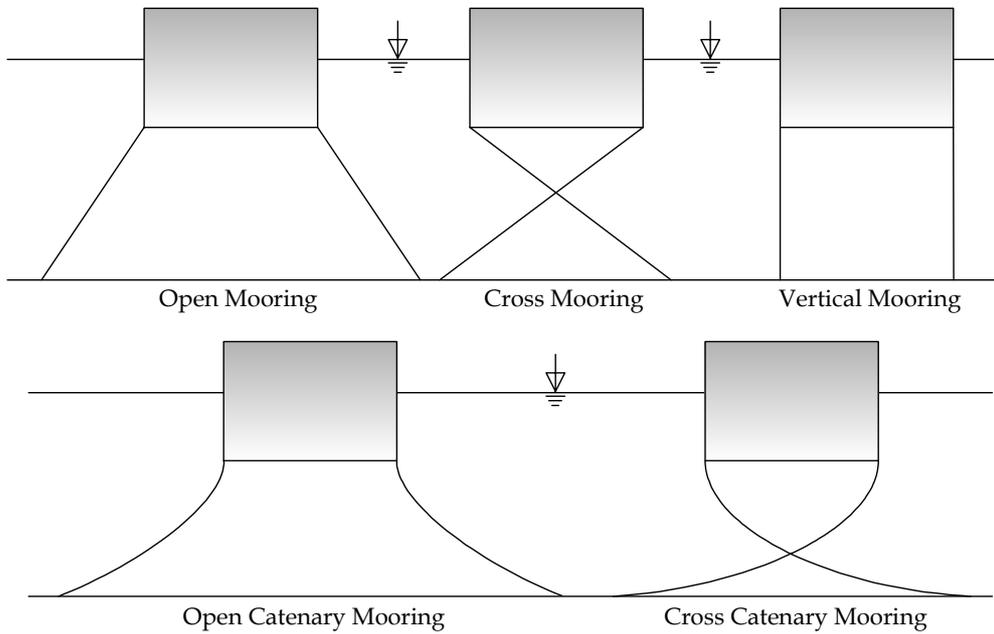


Fig. 2-2 Mooring Forms of Floating Breakwater.

●수평운동

$$\begin{aligned}
 M \frac{d^2 x_o}{dt^2} &= (P_H + P_{RH}) e^{i\omega t} \\
 &= \int_{-q_h}^0 (p_{III} - p_I) dz - K_{xx} x_o - K_{x\theta} \theta_o
 \end{aligned}
 \tag{2-13}$$

여기서, P_H : 부체에 작용하는 수평방향의 유체력

P_{RH} : 계류삭에 의한 수평반력

$$K_{xx} = 2K \cos^2 \theta_2 + 2f_o \sin^2 \theta_2$$

$$K_{x\theta} = K_{\theta x} = 2K \cos^2 \theta_2 \{ (qh + \bar{z}_o) - l \tan \theta_2 \} \\ + 2f_o \sin^2 \theta_2 \{ (qh + \bar{z}_o) + l \cot \theta_2 \}$$

K 는 스프링 상수, $f_o = F_o/m_o$, F_o 는 초기장력, m_o 는 계류삭의 초기 길이를 나타낸다.

●연직운동

$$M \frac{d^2 z_o}{dt^2} = (P_V + P_S + P_{RV}) e^{-i\omega t} \\ = \int_{-l}^l p_{II} dx - 2\rho g l (z_o - \bar{z}_o) \\ - (Mg + 2T_1) - K_{zz} (z_o - \bar{z}_o) \quad (2-14)$$

여기서, P_V : 부체에 작용하는 연직방향의 유체력

P_S : 정수압적인 복원력

P_{RV} : 계류삭에 의한 연직반력

$$K_{zz} = 2K \sin^2 \theta_2 + 2f_o \cos^2 \theta_2$$

정지상태의 1개의 계류삭의 초기장력 F_o 의 연직성분을 T_1 으로 하면 다음식이 성립한다.

$$Mg + 2T_1 = 2\rho g q h l$$

●회전운동

$$I \frac{d^2 \theta_o}{dt^2} = (M_H + M_V + M_S + M_R) e^{-i\omega t} \\ = \int_{-qh}^0 (p_I - p_{III}) (z_o - \bar{z}_o) dz + \int_{-l}^l p_{II} (x - x_o) dx \\ - Mg \overline{GM} \theta_o - K_{\theta x} x_o - K_{\theta\theta} \theta_o \quad (2-15)$$

여기서, M_H : 부체에 작용하는 수평방향 유체력의 모멘트

M_V : 부체에 작용하는 연직방향 유체력의 모멘트

M_S : 복원모멘트

M_R : 부체에 작용하는 수평방향 유체력의 모멘트

$$\begin{aligned} K_{\theta\theta} = & 2K \cos^2 \theta_2 \{ (qh + \bar{z}_o) - l \tan \theta_2 \}^2 \\ & + 2f_o \sin^2 \theta_2 \{ (qh + \bar{z}_o) + l \cot \theta_2 \}^2 \\ & + 2f_o m_o \sin \theta_2 \{ (qh + \bar{z}_o) + l \cot \theta_2 \} \end{aligned}$$

$$\overline{GM} = \frac{l^2}{3qh} - \frac{qh}{2} - \bar{z}_o$$

위 식(2-13)~(2-15)에 $p_j = -\rho \frac{\partial \Phi_j}{\partial t} - \rho gz$ ($j = I, II, III$) 을 대입하면 다음 식들을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} (K_{xx} - \sigma^2 M) \alpha = & i\sigma\rho(A + B + E) \frac{\sinh kh - \sinh k \bar{q}h}{k \cosh kh} \\ & + i\sigma\rho \sum_{n=1}^{\infty} (B_n - E_n) \frac{\sin k_n h - \sin k_n \bar{q}h}{k_n \cos k_n h} - K_{x\theta} \omega \end{aligned} \quad (2-16)$$

$$\left(K_{zz} - 2\rho gl - \sigma^2 M - 2\sigma^2 \rho \sum_{r=0}^{\infty} \frac{\coth \mu_r \bar{q}h}{\mu_r^3 l} \right) \beta = -2i\sigma\rho \sum_{s=0}^{\infty} \frac{\tanh \bar{s}l}{l} C_s \quad (2-17)$$

$$\begin{aligned} & \left(2\rho glq \overline{GM} + K_{\theta\theta} - 4\sigma^2 \rho \frac{1}{l} \sum_{r=0}^{\infty} \frac{\coth \mu_r \bar{q}h}{\mu_r^5} - \sigma^2 I \right) \omega \\ = & -i\sigma\rho \left\{ (A + B - E) \gamma_1 + \sum_{n=1}^{\infty} (B_n - E_n) \gamma_2 + 2 \sum_{s=0}^{\infty} D_s \frac{\bar{s}l \coth \bar{s}l - 1}{\bar{s}^2} \right\} \end{aligned} \quad (2-18)$$

여기서,

$$\gamma_1 = \left\{ \frac{(qh + \bar{z}_o) \sinh k \bar{q} h - \bar{z}_o \sinh kh}{k \cosh kh} - \frac{\cosh kh - \cosh k \bar{q} h}{k^2 \cosh kh} \right\}$$

$$\gamma_1 = \left\{ \frac{(qh + \bar{z}_o) \sin k_n \bar{q} h - \bar{z}_o \sin k_n h}{k_n \cos k_n h} + \frac{\cos k_n h - \cos k_n \bar{q} h}{k_n^2 \cos k_n h} \right\}$$

2.1.4 速度포텐셜의 未定係數 決定

속도포텐셜의 미정계수는 분할된 유체영역의 경계면에서 에너지Flux와 질량 Flux가 연속되어야 하기 때문에 다음의 식을 만족하여야 한다.

$$x = l \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \phi_I}{\partial x} = \begin{cases} \frac{\partial \phi_{II}}{\partial x} & (-h < z < -qh) \\ i\sigma\{\alpha - (z_o - \bar{z}_o)w\} & (-qh < z < 0) \end{cases} \\ \frac{\partial \Phi_I}{\partial t} = \frac{\partial \Phi_{II}}{\partial t} & (-h < z < -qh) \end{array} \right. \quad (2-19)$$

$$x = -l \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \phi_{III}}{\partial x} = \begin{cases} \frac{\partial \phi_{II}}{\partial x} & (-h < z < -qh) \\ i\sigma\{\alpha - (z_o - \bar{z}_o)w\} & (-qh < z < 0) \end{cases} \\ \frac{\partial \Phi_{III}}{\partial t} = \frac{\partial \Phi_{II}}{\partial t} & (-h < z < -qh) \end{array} \right. \quad (2-20)$$

위 접합조건에 식(2-7), (2-8), (2-12)를 대입하고, 식(2-19)±(2-20)의 계산을 수행하면 다음의 식들을 얻는다.

$$ik (A - B + E)Z(kh) \quad -qh < z < 0 \quad (2-21)$$

$$- \sum_{n=1}^{\infty} k_n (B_n - E_n)Z(k_n h) = 2i\sigma\{\alpha - (z_o - \bar{z}_o)w\}$$

$$ik(A - B - E)Z(kh) - \sum_{n=1}^{\infty} k_n(B_n + E_n)Z(k_n h) = 0 \quad -qh < z < 0 \quad (2-22)$$

$$\begin{aligned} ik(A - B + E)Z(kh) - \sum_{n=1}^{\infty} k_n(B_n - E_n)Z(k_n h) \\ = \sum_{s=0}^{\infty} 2\bar{s} D_s \coth \bar{s} l \cdot \cos \bar{s}(z + qh) \end{aligned} \quad -h < z < -qh \quad (2-23)$$

$$\begin{aligned} ik(A - B - E)Z(kh) - \sum_{n=1}^{\infty} k_n(B_n + E_n)Z(k_n h) \\ = \sum_{s=0}^{\infty} 2\bar{s} C_s \tanh \bar{s} l \cdot \cos \bar{s}(z + qh) \quad -h < z < -qh \quad (2-24) \\ - 4i\sigma \frac{h}{l} \sum_{r=0}^{\infty} \frac{\beta}{\mu_r h} \frac{\cosh \mu_r(z+h)}{\sinh \mu_r qh} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} (A + B + E)Z(kh) + \sum_{n=1}^{\infty} (B_n + E_n)Z(k_n h) \\ = \sum_{s=0}^{\infty} 2C_s \cos \bar{s}(z + qh) \end{aligned} \quad -h < z < -qh \quad (2-25)$$

$$\begin{aligned} (A + B - E)Z(kh) + \sum_{n=1}^{\infty} (B_n - E_n)Z(k_n h) \\ = \sum_{s=0}^{\infty} 2D_s \cos \bar{s}(z + qh) \quad -h < z < -qh \quad (2-26) \\ + 4i\sigma \left(\frac{h}{l}\right)^3 \sum_{r=0}^{\infty} \frac{\omega l^2}{(\mu_r h)^3} \frac{\cosh \mu_r(z+h)}{\sinh \mu_r qh} \end{aligned}$$

$-h < z < 0$ 의 범위에서는 $\cosh k(z+h)$ 와 $\cos k_n(z+h)$, $-h < z < -qh$ 의 범위에서는 1과 $\cos \bar{s}(z+qh)$ 가 각각 서로 직교함수를 이루므로, 이의 성질

을 이용하여 식(2-21)~(2-24)에는 각각 $\int_{-h}^0 () \cosh k(z+h) dz$,
 $\int_{-h}^0 () \cos k_n(z+h) dz$ 를, 식(2-25)과 (2-26)에는 각각 $\int_{-h}^{-qh} () dz$,
 $\int_{-h}^{-qh} () \cos \bar{s}(z+qh) dz$ 의 계산을 수행하면 다음의 식들을 얻게된다.

$$i(A-B+E)f_1 = 2i\sigma(\alpha f_2 + \omega f_3) + 2 \sum_{s=0}^{\infty} D_s \bar{s} f_4 \coth \bar{s} l \quad (2-27)$$

$$- \sum_{n=1}^{\infty} (B_n - E_n) f_{1n} = 2i\sigma(\alpha f_{2n} + \omega f_{3n}) + 2 \sum_{s=0}^{\infty} D_s \bar{s} f_{4n} \coth \bar{s} l \quad (2-28)$$

$$i(A-B-E)f_1 = 2 \sum_{s=0}^{\infty} C_s \bar{s} f_4 \tanh \bar{s} l - 4i \frac{\sigma}{l} \sum_{r=0}^{\infty} \frac{1}{\mu_r^3} \frac{\beta}{\sinh \mu_r q h} f_5 \quad (2-29)$$

$$- \sum_{n=1}^{\infty} (B_n + E_n) f_{1n} = 2 \sum_{s=0}^{\infty} C_s \bar{s} f_{4n} \tanh \bar{s} l \quad (2-30)$$

$$- 4i \frac{\sigma}{l} \sum_{r=0}^{\infty} \frac{1}{\mu_r^3} \frac{\beta}{\sinh \mu_r q h} f_{5n}$$

$$(A+B+E)f_6 + \sum_{n=1}^{\infty} (B_n + E_n) f_{6n} = 0 \quad (2-31)$$

$$(A+B+E)f_7 + \sum_{n=1}^{\infty} (B_n + E_n) f_{7n} = \sum_{s=0}^{\infty} C_s \bar{q} h \quad (2-32)$$

$$(A+B-E)f_6 + \sum_{n=1}^{\infty} (B_n - E_n) f_{6n} = 4i\sigma \left(\frac{h}{l} \right)^3 \sum_{r=0}^{\infty} \frac{\omega l^2}{(\mu_r h)^3} \frac{1}{\mu_r} \quad (2-33)$$

$$(A+B-E) f_7 + \sum_{n=1}^{\infty} (B_n - E_n) f_{7n} \quad (2-34)$$

$$= \sum_{s=0}^{\infty} D_s \bar{q} h + 4i\sigma \left(\frac{h}{l} \right)^3 \sum_{r=0}^{\infty} \frac{\omega l^2}{(\mu_r h)^3} \frac{\mu_r}{\mu_r^2 + \bar{s}^2}$$

여기서,

$$\begin{aligned}
 f_1 &= \frac{1}{\cosh kh} \left(\frac{kh}{2} + \frac{\sinh 2kh}{4} \right) & f_{1n} &= \frac{1}{\cos k_n h} \left(\frac{k_n h}{2} + \frac{\sin 2k_n h}{4} \right) \\
 f_2 &= \frac{\sinh kh - \sinh k \bar{q} h}{k} & f_{2n} &= \frac{\sin k_n h - \sin k_n \bar{q} h}{k_n} \\
 f_3 &= \frac{\cosh kh - \cosh k \bar{q} h}{k^2} - \frac{(qh + \bar{z}_o) \sinh k \bar{q} h - \bar{z}_o \sinh kh}{k} \\
 f_{3n} &= \frac{\cos k_n \bar{q} h - \cos k_n h}{k_n^2} - \frac{(qh + \bar{z}_o) \sin k_n \bar{q} h - \bar{z}_o \sin k_n h}{k_n} \\
 f_4 &= \frac{k \sinh k \bar{q} h}{k^2 + \bar{s}^2} & f_{4n} &= \frac{k_n \sin k_n \bar{q} h}{k_n^2 - \bar{s}^2} \\
 f_5 &= \frac{k \cosh \mu_r \bar{q} h \sinh k \bar{q} h - \mu_r \sinh \mu_r \bar{q} h \cosh k \bar{q} h}{k^2 - \mu_r^2} \\
 f_{5n} &= \frac{k_n \cosh \mu_r \bar{q} h \sin k_n \bar{q} h + \mu_r \sinh \mu_r \bar{q} h \cos k_n \bar{q} h}{k_n^2 + \mu_r^2} \\
 f_6 &= \frac{\sinh k \bar{q} h}{k \cosh kh} & f_{6n} &= \frac{\sin k_n \bar{q} h}{k_n \cos k_n h} \\
 f_7 &= \frac{f_4}{\cosh kh} & f_{7n} &= \frac{f_{4n}}{\cos k_n h}
 \end{aligned}$$

이상으로부터 얻어지는 방정식이 3개의 운동방정식과 8개의 연립방정식으로, 산정되어야 하는 미지수와 동일하므로 식(2-16)~(2-18)과 식(2-27)~(2-34)를 동시에 풀면 속도포텐셜의 미정계수와 부체동요에 관한 복소진폭을 구할 수 있다.

2.1.5 波의 變形係數

입사파의 수면변동을 $\zeta_i = a \cos(kx + \sigma t)$ 로 두면(a 는 입사파 진폭), 입사파

에 해당하는 속도포텐셜 미정계수 A 는 다음 식과 같다.

$$A = i \frac{ag}{\sigma} e^{ikl} \quad (2-35)$$

입사파에 대한 반사파와 투과파의 비를 각각 반사율(K_R)과 투과율(K_T)로 두면 식(2-36)으로 주어진다.

$$\begin{cases} K_R = \left| \frac{B}{A} \right| \\ K_T = \left| \frac{I}{A} \right| \end{cases} \quad (2-36)$$

그리고, 에너지 Flux의 보존으로부터 다음의 관계식이 성립되어야 한다.

$$K_R^2 + K_T^2 = 1 \quad (2-37)$$

2.2 數値解析

본 연구의 수치해석은 기인장상태인 Open, Vertical, Cross Mooring과 이완 상태인 Open, Cross Catenary Mooring의 5가지 계류형식에 따른 투과율, 수평동요, 연직동요, 회전동요 및 계류삭의 장력에 대해서 자세히 검토한다. 각 물리량은 다음과 같이 무차원화한다.

$$\begin{aligned} \text{수평동요} &: 2 |\alpha| / H_i & \text{연직동요} &: 2 |\beta| / H_i \\ \text{회전동요} &: 4l |\omega| / H_i & \text{계류삭의 장력} &: |F| / \rho g l H_i^2 \end{aligned}$$

수치해석 조건은 폭이 $0.2m$ 인 중공단면인 부방파제의 높이 $D = 2m$, 수심 $h = 10m$, 계류각도 $\theta_2 = 45^\circ$ 로 두고, 부방파제의 폭을 $2l = 5m, 7m, 10m$

로 변화시킬 때, M , I , qh , \bar{z}_o , K 등은 폭이 변화함에 따라 변하는 값들이므로, 다음의 표에 그 값들을 나타내었다.

	5m	7m	10m
M (kg)	63.36	82.56	111.36
I (m^4)	9.62	21.25	52.09
qh (m)	1.23	1.15	1.08
\bar{z}_o (m)	-0.23	-0.15	-0.08
K (kg/m)	13.62	13.49	13.39

2.2.1 Open Mooring

먼저 Fig. 2-3(a)의 투과율을 살펴보면, 장주기측은 투과율이 높고 단주기측은 거의 차단된다는 것을 알 수 있다. 투과율이 0.5인 경우를 볼 때, 구조물의 폭이 증가할수록 단주기측으로 이동하는 경향을 볼 수 있다.

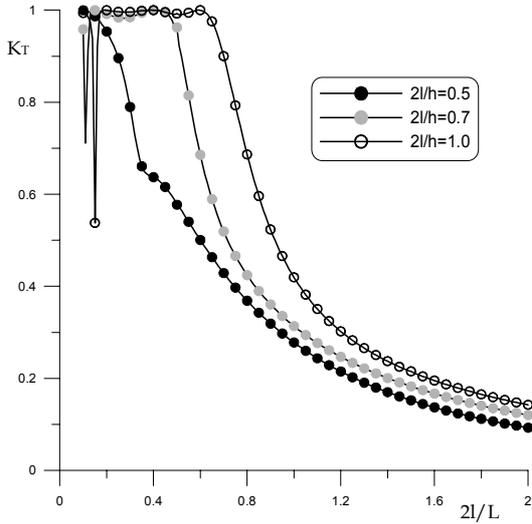
(b), (c), (d)는 각각 수평, 연직, 회전동요를 나타낸 그림으로 수평동요는 $2l/L < 0.2$ 부근에서 공명현상에 의한 피크치를 나타내고 있고, 단주기측으로 갈수록 감소하는 경향을 지닌다. 또한, $2l/L \approx 0.4$ 의 부근에서 갑자기 0로 되는 경우가 발생하는데 이는 수평동요 자체가 회전동요와 연성되어 있기 때문에 회전동요에서 피크치의 현상과 깊은 관계를 갖는다. Open Mooring 형식은 다른 계류형식보다 수평동요가 커지고 이 때문에 회전동요도 커짐을 알 수 있다.

연직동요는 $2l/L \approx 0.4$ 부근에서 최대치를 가지고 단주기측으로 갈수록 감소하는 값을 가지는데, 거의 변동 없는 안정한 값을 가진다. 즉, 파랑에 의한 부방과제의 연직동요는 거의 없는 것으로 판단된다.

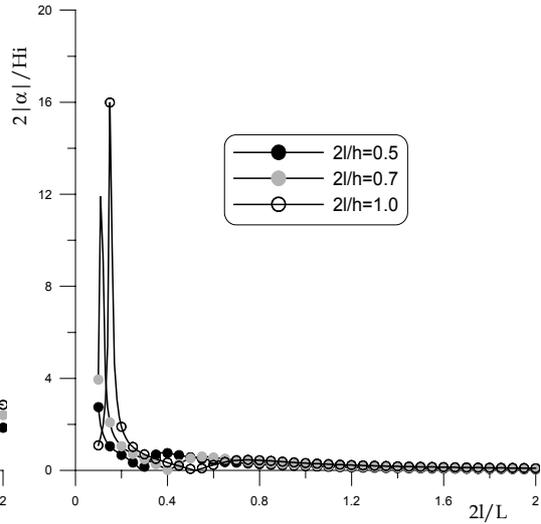
회전동요는 전술한 바와 같이 수평동요와 연성되어 있으므로 수평동요와 같은 변화를 가진다. 즉, $2l/L < 0.2$ 부근에서 최대값을 가지며, 단주기측으로 이동할수록 그 값들은 감소하는 경향을 가진다.

(e)는 계류삭의 장력을 나타내고 있으며, 초기장력을 제외한 파랑에 의한 변

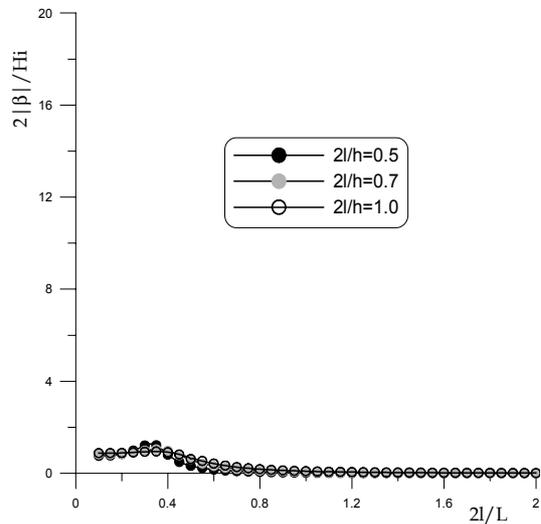
동장력만을 나타내고 있다. 변동장력은 부방과제의 동요에 의해 발생하는 것으로 수평, 연직 및 회전동요에 의해 지배될 수 있다. 그림에서 $2l/L \approx 0.4$ 를 전후해서 계류사의 장력의 변화는 회전동요의 변화와 거의 일치하는 것으로 보여지므로 회전동요가 계류사의 장력의 변화에 결정적인 영향을 미친다고 판단된다.



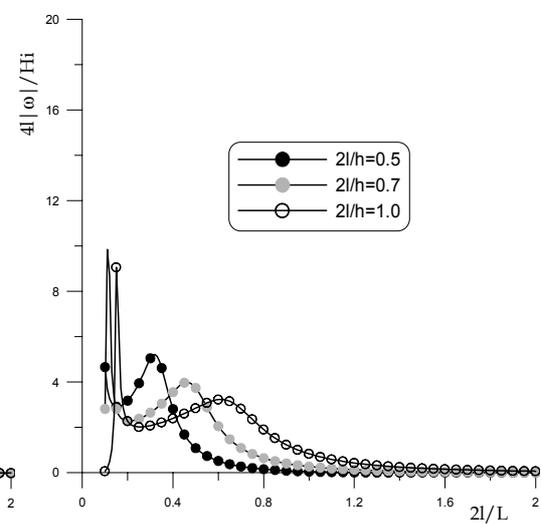
(a) Transmission Coefficient



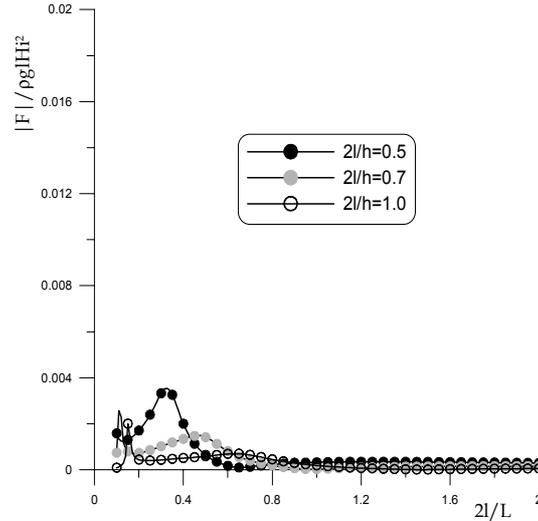
(b) Swaying Amplitude



(c) Heaving Amplitude



(d) Rolling Amplitude



(e) Mooring Line Force

Fig. 2-3 Open Mooring.

2.2.2 Vertical Mooring

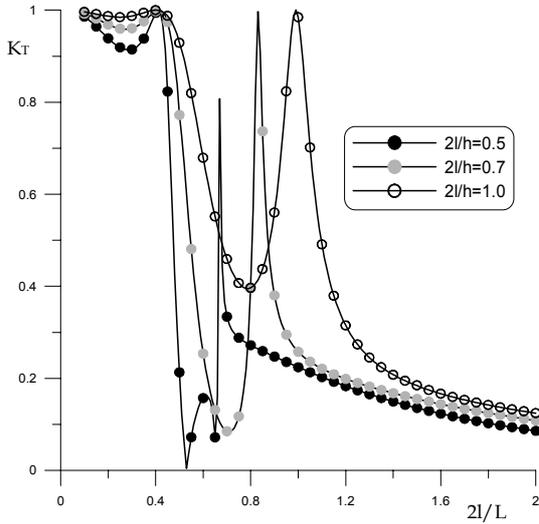
Fig. 2-4는 Vertical Mooring 부방과제의 해석결과로 Open Mooring 경우와 매우 상이한 결과를 볼 수 있는데, 특히 수평동요와 계류력의 장력변화에서 확연히 드러난다. 먼저 (a)의 투과율을 살펴보면, 부방과제의 폭이 커짐에 따라 피크치가 단주기측으로 이동하는 것은 동일하지만, $2l/h=1.0$ 의 경우 Fig. 2-3(a)보다 $2l/L > 0.5$ 영역에서 투과율의 범위가 넓은 것이 특징이다. $2l/L \approx 0.8$ 의 부근에서 발생하는 피크치는 부방과제의 회전동요에 대한 고유주기를 나타내는 영역인 것으로 판단된다.

(b)의 수평동요는 전술한 Open Mooring 의 경우와 동일한 경향을 나타낸다. 즉, 단주기측으로 이동함에 따라 그 값이 적어진다.

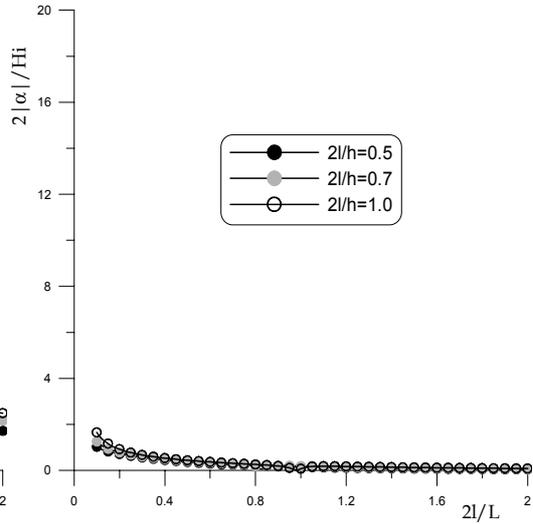
(c)의 연직동요도 수평동요와 마찬가지로 Open Mooring의 경우와 동일한 경향을 나타낸다. $2l/L = 0.45$ 에서 피크치를 나타내며, 단주기측으로 갈수록 감소하는 결과를 보여준다. Open Mooring과 비교하여 보면, Vertical Mooring은 연직동요에 대해 더 강한 계류 저항을 가지기 때문에 Open Mooring의 경우보다 더 작은 값을 가지며, 전체적으로 매우 안정된 값을 가진다.

(d)는 회전운동에 대한 값이며, 앞의 Open Mooring과 비교해 보면, 그 피크치가 단주기측으로 이동하면서 약간 큰 값이 나타나는데 단주기 파랑이 빈번한 해역에서는 공조현상이 발생하기 쉬우므로 부방파제의 기능을 충분히 발휘하지 못하게 될 것이다.

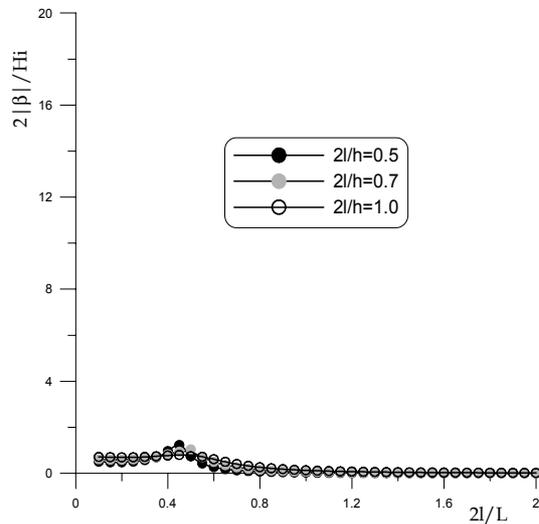
(e)의 계류삭의 장력에도 회전동요와 같은 주기대에서 피크치를 볼 수 있는데, 특히 $2l/L=0.7$ 의 부근에서 매우 큰 값을 볼 수 있다.



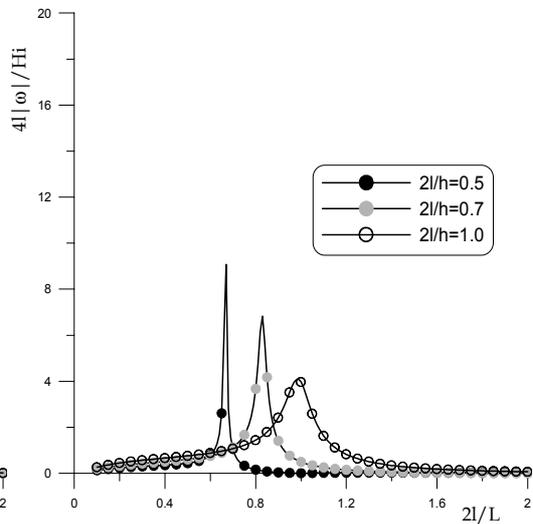
(a) Transmission Coefficient



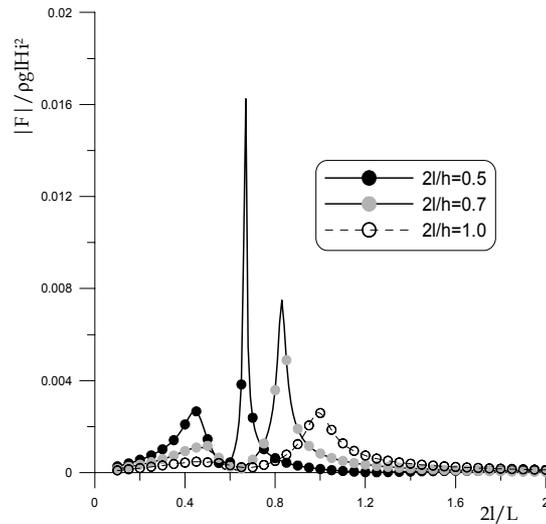
(b) Swaying Amplitude



(c) Heaving Amplitude



(d) Rolling Amplitude



(e) Mooring Line Force

Fig. 2-4 Vertical Mooring.

2.2.3 Cross Mooring

(a)의 투과율을 보면 Vertical Mooring의 변화와 전체적으로 매우 비슷하지만, 그 피크치는 장주기대로 이동한 것을 알 수 있다. 즉, 안정투과역이 넓다는 의미이므로, 투과율만으로도 전술한 두 계류형식보다 부방파제에 적합한 계류형식이라 할 수 있겠다.

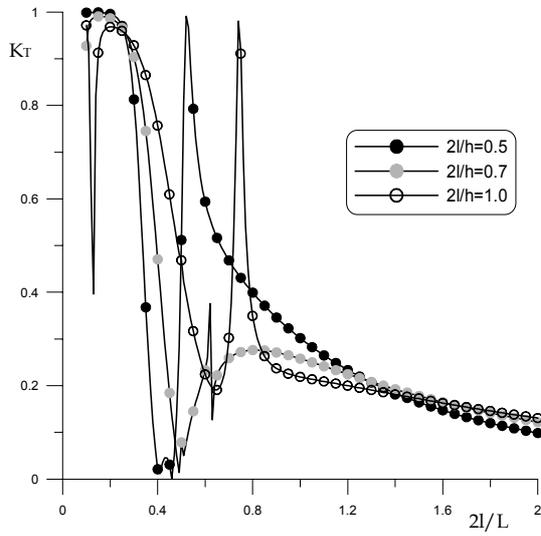
(b)의 수평동요는 Open Mooring의 경우와 마찬가지로 장주기대에 피크치가 발생, 단주기측으로 갈수록 그 값이 작아지는 것을 볼 수 있다.

(c)의 연직동요도 앞의 두 계류형식의 결과와 일치하며, 단주기측으로 갈수록 그 값이 적어지며, 매우 안정된 값을 가지다.

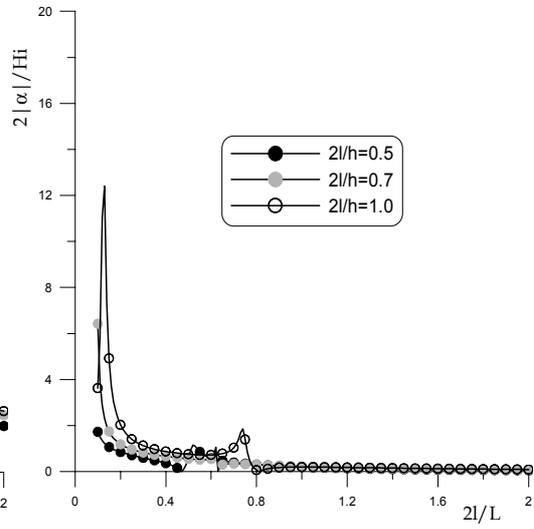
(d)의 회전동요도 앞의 두 계류형식의 결과와 마찬가지로 수평동요와 연성을 가지며 피크치가 발생하는 주기대가 같음을 알 수 있다.

(e)의 계류삭의 장력은 Open Mooring과 Cross Mooring의 경우와 상이하게 그 값이 매우 적게 나타나는 것을 볼 수 있다. 이는 앞의 두 계류방식보다 Cross Mooring이 기인장된 계류방식으로는 우월된 값을 가지는 안정된 계류

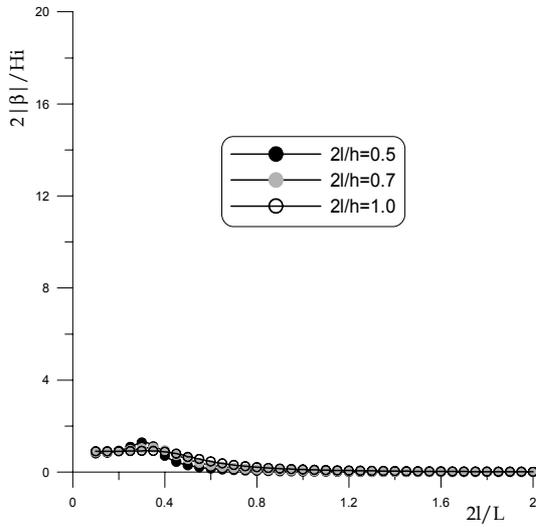
방식이라 판단된다.



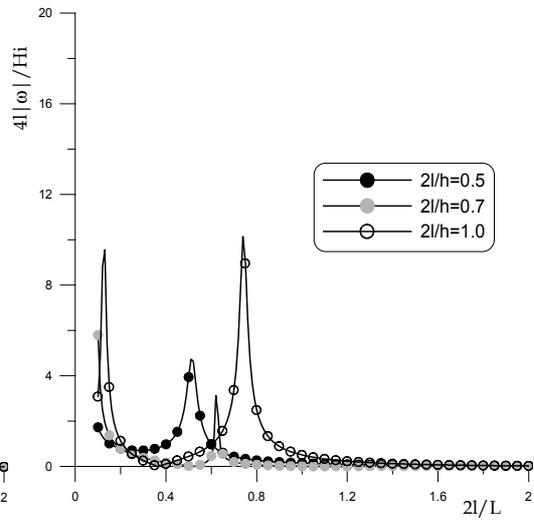
(a) Transmission Coefficient



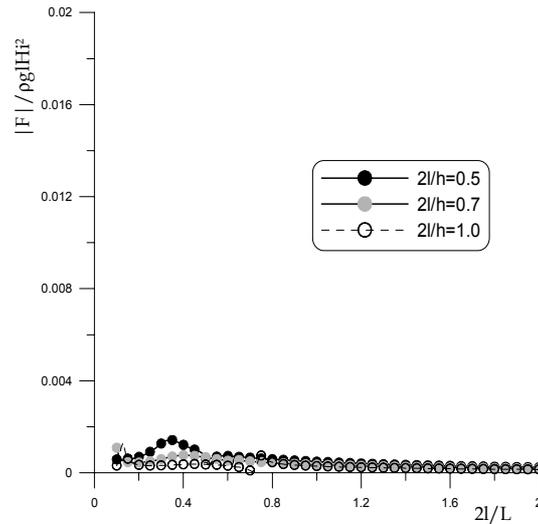
(b) Swaying Amplitude



(c) Heaving Amplitude



(d) Rolling Amplitude



(e) Mooring Line Force

Fig. 2-5 Cross Mooring.

2.2.4 Open catenary Mooring

Catenary Mooring은 외력에 따라 弛緩繫留狀態 또는 앵커점에서 지면과 각을 이루고 있는 緊張繫留狀態로 구별할 수 있다. 긴장상태에서는 외력에 의해 파단상태로 될 수 있으므로, 일반적으로 항시 이완상태로 유지함이 바람직하다. Catenary Mooring의 긴장상태는 현실적으로 큰 의미가 없으므로, 본 연구에서는 항시 이완상태를 유지하는 Catenary 방식을 채택하여 해석하였다 (Appendix 참조).

Fig. 2-6은 Open catenary Mooring에 대한 해석 결과로, 먼저 (a)의 투과율의 변화를 보면, 장주기측에서는 큰 투과율을 가지며 단주기로 갈수록 투과율이 감소한다는 관점에서는 앞의 세 기인장 계류형식의 결과와 동일하다. 그러나, 그 값들이 장주기대로 치우쳐져 있어서, 안정된 투과율의 주기대가 매우 크다는 것이 특징이다. 이는 전술한 3개의 긴장계류형식보다 월등한 계류형식이다.

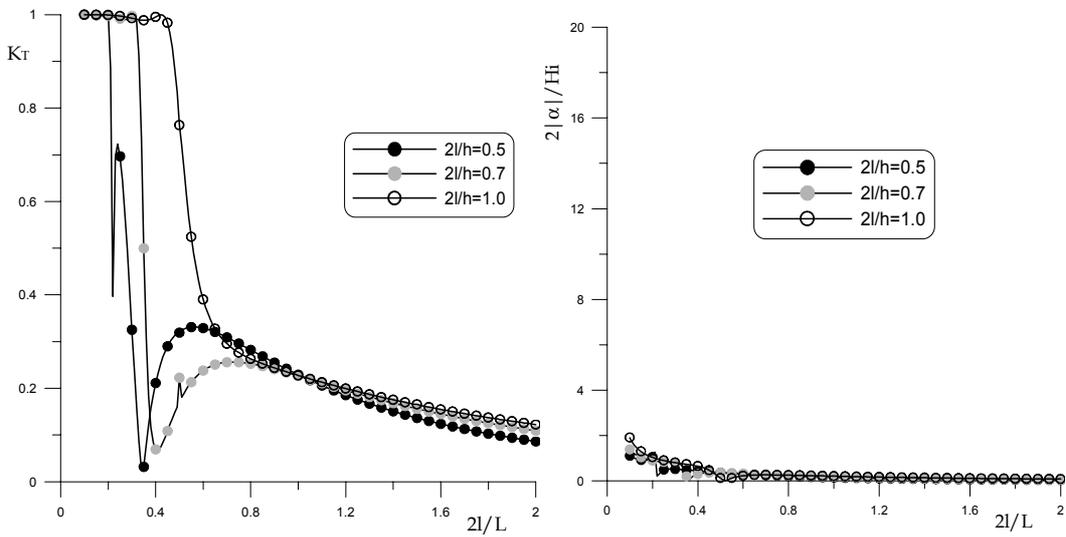
(b)의 수평동요는 Vertical Mooring의 결과와 거의 동일하지만, 피크치의 발생위치가 장주기측으로 이동했음을 알 수 있다. 이는 긴장계류형식에서 볼

수 있는 초기장력에 의한 복원력이 존재하지 않는다는 것을 의미한다.

(c)의 연직동요에서는 앞의 기인장된 계류형식과 동일하게 피크치는 장주기 대에 걸쳐있고 단주기측으로 갈수록 작아지는 경향을 나타낸다.

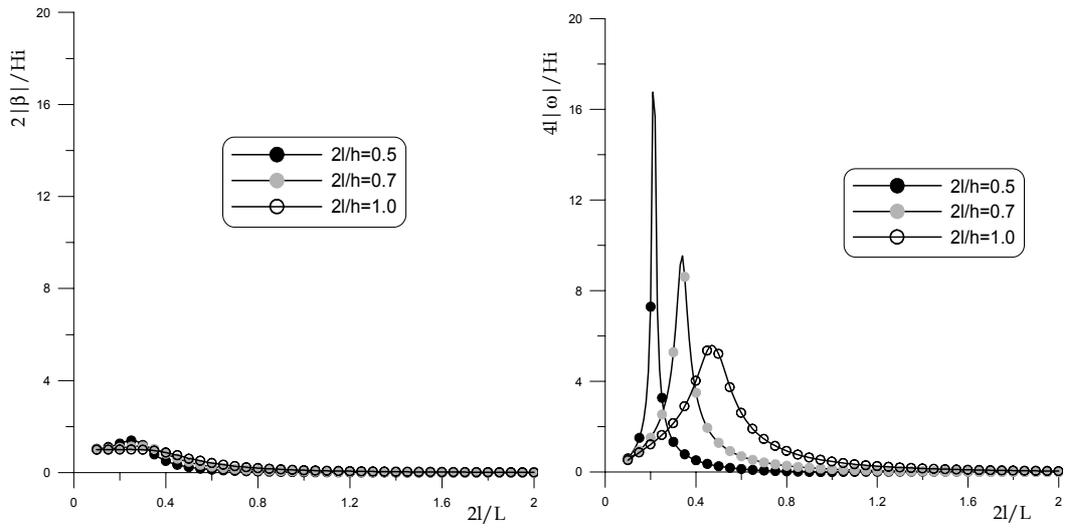
(d)의 회전동요에서도 마찬가지로 수평운동의 피크치 발생 주기에서 회전운동이 발생하고 그 크기는 매우 크지만, 장주기측으로 이동한 것을 알 수 있다.

(e)의 계류삭의 장력은 앞의 세 경우의 값보다 매우 작은 값을 가지는 것을 볼 수 있다. 이는 계류삭이 이완상태로 Anchor에 연결되어 있으므로 부체동요가 발생한다 하더라도 계류삭의 장력에는 큰 영향을 미치지 않는 것으로 판단된다.



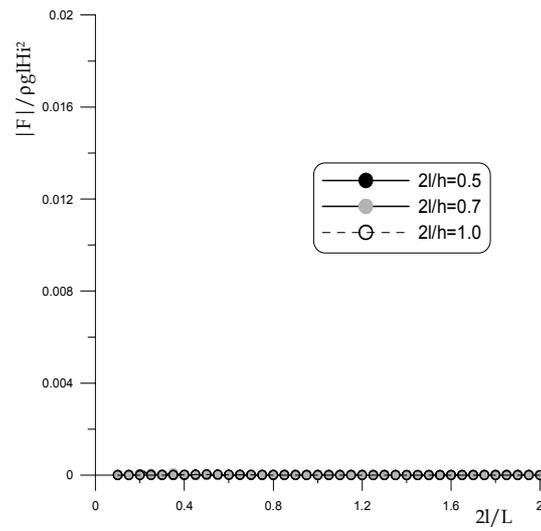
(a) Transmission Coefficient

(b) Swaying Amplitude



(c) Heaving Amplitude

(d) Rolling Amplitude

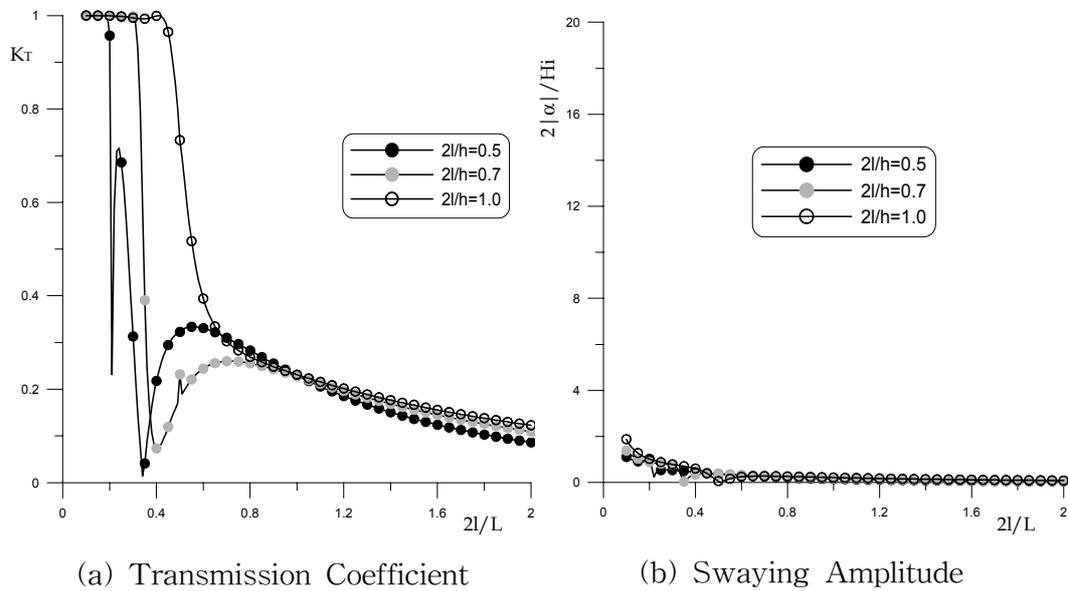


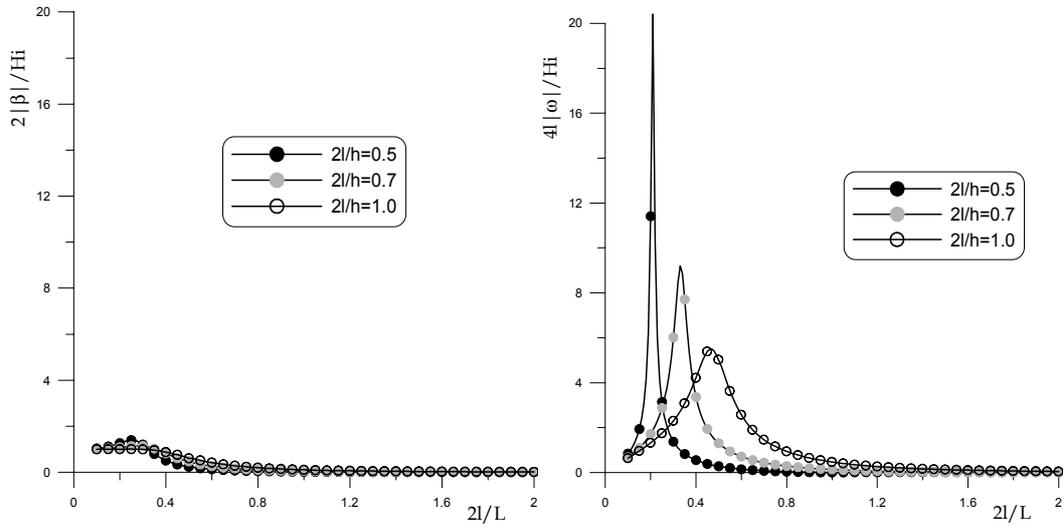
(e) Mooring Line Force

Fig. 2-6 Open Catenary Mooring.

2.2.5 Cross Catenary Mooring

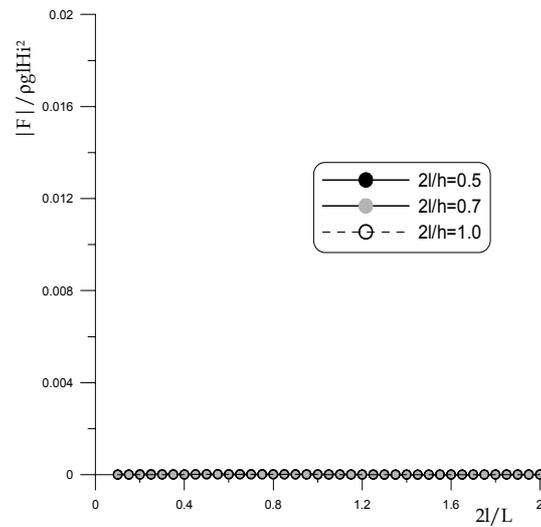
Fig. 2-7은 Cross catenary Mooring 형식의 계산결과이다. Open catenary Mooring과 비교해 보면 모든 값들이 거의 동일하다. 결국, Open catenary Mooring의 대체용으로 사용해도 무관하다고 판단된다. 이상, 계류력과 여러 가지의 값들로 보아 Open catenary Mooring이 부방과제의 계류방식에서 매우 적합한 형식이라 판단된다.





(c) Heaving Amplitude

(d) Rolling Amplitude



(e) Mooring Line Force

Fig. 2-7 Cross Catenary Mooring.

第3章 境界要素法과 固有函數展開法에 의한 3次元 波動場 解析

3.1 理論解析

경계요소법(Boundary Element Method)은 편미분방정식으로 표현된 지배방정식(Laplace방정식)에 Green정리를 적용함으로써 영역내의 적분을 경계상의 적분으로 변환한 경계적분방정식을 푸는 방법으로 경계요소에 의해 경계를 요소분할하면, 이산화경계적분방정식을 얻고, 주어진 경계조건에 의해 미지수만큼 방정식이 얻어지고, 연립1차방정식을 얻을 수 있다. 경계요소법은 편미분방정식에 Green정리를 사용하여 적분방정식으로 변환하기 때문에 3차원영역의 문제를 표면상의 적분에 의한 2차원문제로 해석할 수 있는 특징이 있다.

본 장에서는 경계요소법에 고유함수전개법을 병용하여 이열로 배치된 부방파제에 있어서의 3차원 파동장을 다음과 같은 이론전개로 명확히 한다.

- 1) 유체영역의 분할
- 2) 분할된 각 영역의 공간속도포텐셜의 일반해의 유도
- 3) Green정리에 의한 경계적분방정식의 유도
- 4) 수평유속의 연속으로부터 접합조건의 유도
- 5) 압력의 연속으로부터 접합조건의 유도
- 6) 각 유체영역에서 고유함수의 직교성을 이용한 접합조건의 재구성
- 7) 경계 요소분할과 좌표설정
- 8) Matrix 구성
- 9) 회절계수의 산정

3.1.1 支配方程式과 境界條件

Fig. 3-1에 나타내고 있는 바와 같이 흘수 qh ($0 \leq q < 1$)로 임의형상의 고정부방파제가 일정수심 h 의 3차원 파동장에 설치되어 있고, 이 때 주파수 σ ($= 2\pi/T$, T 는 주기)의 정현파가 입사하는 것으로 한다. 유체를 비점성·비압축성의 완전유체로 가정하고, 유체운동을 비회전으로 가정하면, 다음과 같은

속도포텐셜 $\Phi(x, y, z, t)$ 가 존재한다.

$$\Phi(x, y, z, t) = \phi(x, y, z) \cdot e^{-i\sigma t} \quad (3-1)$$

여기서, $i = \sqrt{-1}$, t 는 시간, (x, y, z) 는 Fig. 3-1에 정의된 공간좌표이고, $\phi(x, y, z)$ 는 공간속도포텐셜이다.

$\phi(x, y, z)$ 는 다음의 Laplace 방정식을 만족한다.

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (3-2)$$

Fig. 3-1의 분할된 유체영역에 있어서 외역 I과 내역 II, III에 대한 ϕ 를 각각 $\phi_I, \phi_{II}, \phi_{III}$ 로 정의하고, 미소운동을 가정하면, 각 영역에서 경계조건은 각각 다음과 같이 주어진다.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \phi_m}{\partial z} = \frac{\sigma^2}{g} \phi_m \quad ; \quad z=0 \quad ; \quad m=I \\ \frac{\partial \phi_m}{\partial z} = 0 \quad \quad \quad ; \quad z=-qh \quad ; \quad m=II, III \\ \frac{\partial \phi_m}{\partial z} = 0 \quad \quad \quad ; \quad z=-h \quad ; \quad m=I, II, III \end{array} \right. \quad (3-3)$$

3.1.2 空間速度포텐셜 $\phi(x, y, z)$ 의 表示

각 유체영역에서 식(3-3)의 경계조건을 만족하는 식(2)의 일반해는 다음과 같다.

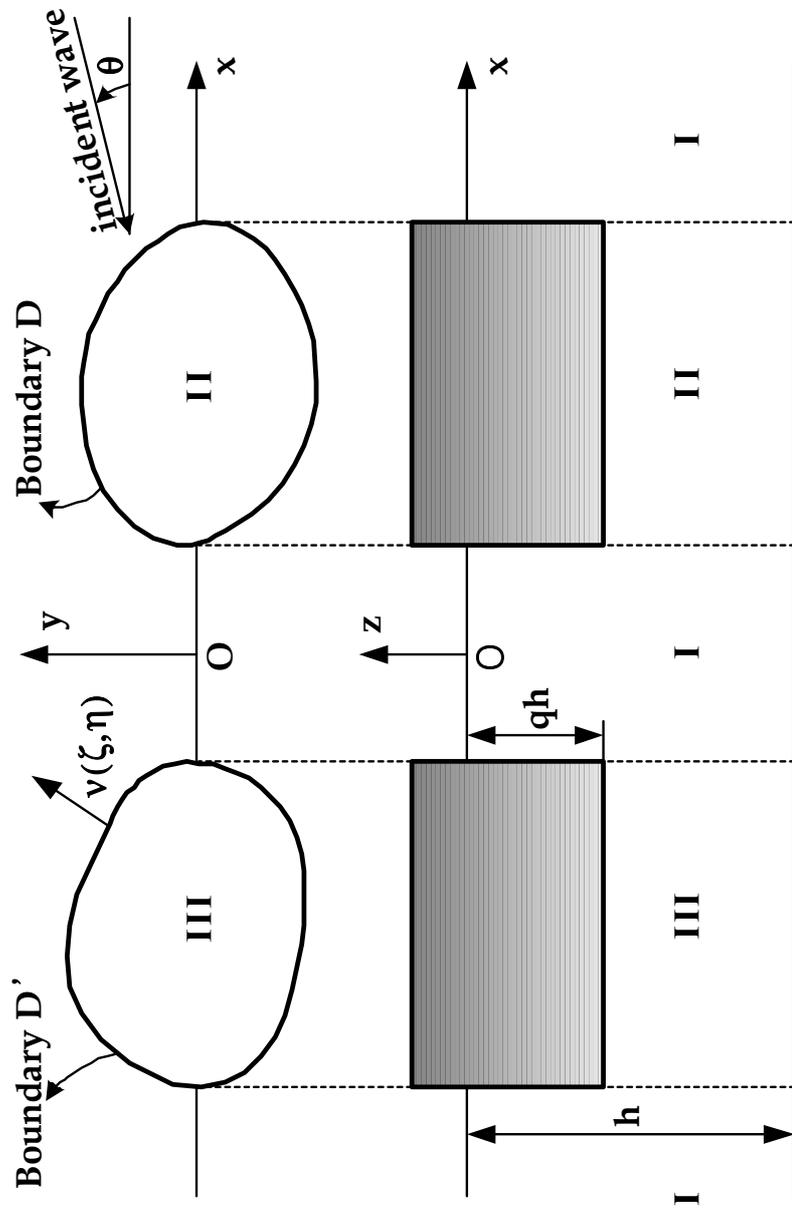


Fig. 3-1 Definition Sketch of Fixed Floating Breakwaters (FFBs) in 3-Dimensional Wave Fields.

$$\phi_I(x, y, z) = \frac{g\xi_o}{\sigma} [\{f_o(x, y) + f_1(x, y)\}Z(kh) + \sum_{n=1}^{\infty} f_1^{(n)}(x, y)Z(k_n h)] \quad (3-4)$$

$$\phi_{II}(x, y, z) = \frac{g\xi_o}{\sigma} \left[\phi_o(x, y) + \sum_{s=1}^{\infty} \phi_s(x, y) \cos \bar{s}(z + qh) \right] \quad (3-5)$$

$$\phi_{III}(x, y, z) = \frac{g\xi_o}{\sigma} \left[\varphi_o(x, y) + \sum_{s=1}^{\infty} \varphi_s(x, y) \cos \bar{s}(z + qh) \right] \quad (3-6)$$

$$Z(kh) = \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh}, \quad Z(k_n h) = \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h}$$

여기서, $\bar{s} = s\pi/qh$, s 는 정수, $\bar{q} = 1 - q$, g 는 중력가속도, ξ_o 는 입사파의 진폭, k 및 k_n 은 다음 식으로 결정되는 고유치이다.

$$khtanh kh = -k_n h \tan k_n h = \frac{\sigma^2 h}{g} \quad (3-7)$$

식(3-4)~(3-6)을 식(3-2)의 Laplace 방정식에 대입하면, f_1 , $f_1^{(n)}$, ϕ_o , ϕ_s , φ_o , φ_s 는 다음의 Helmholtz 방정식을 만족한다.

$$\frac{\partial^2 \phi_m}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_m}{\partial y^2} + p\phi_m = 0 \quad (3-8)$$

여기서,

$$\left\{ \begin{array}{ll} \phi_m = f_1, & p = k^2 \\ \phi_m = \bar{f}_1^{(n)}, & p = -k_n^2 \\ \phi_m = \phi_o, & p = 0 \\ \phi_m = \varphi_o, & p = 0 \\ \phi_m = \phi_s, & p = -\frac{1}{s^2} \\ \phi_m = \varphi_s, & p = -\frac{1}{s^2} \end{array} \right.$$

입사파를 x 축과 w 각도를 이루고 진행한다면 입사파형 ζ_i 는 다음식으로 표현된다.

$$\zeta_i = \zeta_o \cos(k(x \cos w + y \sin w) + \sigma t) \quad (3-9)$$

따라서, 입사파 성분을 나타내는 평면속도포텐셜함수 $f_o(x, y)$ 는 다음 식의 실수부분으로 주어진다.

$$f_o(x, y) = -ie^{-ik(x \cos w + y \sin w)} \quad (3-10)$$

3.1.3 Green 公式과 포텐셜函數 $\phi(x, y)$

Fig. 3-2에 표시된 바와 같이 경계선 Γ 로 둘러싸인 폐영역 D 에 있어서 2계미분 가능한 임의함수 $a(x, y), b(x, y)$ 가 있다면, Green정리로부터 다음의 식이 성립한다.

$$\int \int_D \{a \nabla^2 b - b \nabla^2 a\} dx dy = \int_{\Gamma} \left\{ a \frac{\partial b}{\partial \nu} - b \frac{\partial a}{\partial \nu} \right\} ds \quad (3-11)$$

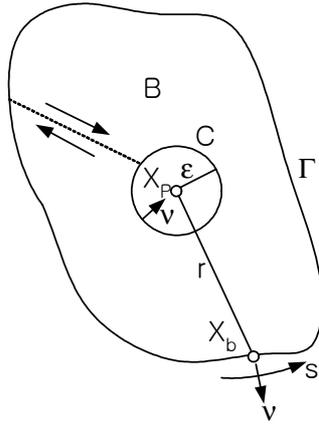


Fig. 3-2 Special Point in the Closed Field and Integral Boundary

여기서, $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$, ν 는 경계선에 대한 외향법선, 적분의 방향은 반시계 방향으로 취하는 것으로 한다. 그리고, $a(x,y)$, $b(x,y)$ 는 다음의 Helmholtz방정식을 만족하는 함수인 경우를 고려한다.

$$\begin{cases} \nabla^2 a + \mu^2 a = 0 \\ \nabla^2 b + \mu^2 b = 0 \end{cases} \quad (3-12)$$

따라서, 식(3-11)의 좌변에서 피적분항은 $(b\mu^2 b - b\mu^2 a) = 0$ 로 되어 다음 식을 얻는다.

$$\int_{\Gamma} \left\{ a \frac{\partial b}{\partial \nu} - b \frac{\partial a}{\partial \nu} \right\} ds = 0 \quad (3-13)$$

여기서, $a(x,y)$ 가 포텐셜함수 $\phi(x,y)$, $b(x,y)$ 가 식(3-12)의 특해 $H_0^{(1)}(\mu r)$ 인 경우를 고려한다. $H_0^{(1)}(\mu r)$ 은 $r \rightarrow 0$ 에서 $\log \mu r$ 의 특이성을 가지기 때문에, Fig. 3-2에서 나타내고 있는 바와 같이, $r=0$ 로 되는 점 X_p 를 중심으로

반경 ε 의 원형경계 C 로 둘러싸이는 부분을 제외한 영역을 B 로 하여 Green 정리를 적용하면 다음 식을 얻는다.

$$\left\{ \int_C + \int_\Gamma \right\} \left\{ \phi(X_b) \frac{\partial H_0^{(1)}(\mu r)}{\partial \nu} - H_0^{(1)}(\mu r) \frac{\partial \phi(X_b)}{\partial \nu} \right\} ds = 0 \quad (3-14)$$

여기서, X_b 는 경계 C 및 Γ 상의 점으로 r 은 X_p 와 X_b 와의 거리이다.

경계 C 상에서 $\varepsilon \rightarrow 0$ 의 경우에 다음의 점근식이 성립함을 고려한다.

$$H_0^{(1)}(\mu r) \approx 1 + i \frac{2}{\pi} \log \mu r \quad (3-15)$$

$$\frac{\partial H_0^{(1)}(\mu r)}{\partial \nu} = -\mu H_1^{(1)}(\mu r) \approx i \frac{2}{\pi} \frac{1}{r}$$

식(3-14)에서 경계 C 상의 적분은 $\varepsilon \rightarrow 0$ 에서 다음의 점근치를 사용한다.

$$\begin{aligned} \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \int_C \phi \frac{\partial H_0^{(1)}(\mu r)}{\partial \nu} ds &= \phi(X_p) \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \int_0^{2\pi} \left[-\frac{\partial H_0^{(1)}(\mu r)}{\partial r} \right]_{r=\varepsilon} \varepsilon d\theta \\ &= -4i \phi(X_p) \end{aligned} \quad (3-16)$$

$$\begin{aligned} \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \int_C H_0^{(1)}(\mu r) \frac{\partial \phi}{\partial \nu} ds &= \frac{\partial \phi(X_p)}{\partial \nu} \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \int_0^{2\pi} [H_0^{(1)}(\mu r)]_{r=\varepsilon} \varepsilon d\theta \\ &= 0 \end{aligned} \quad (3-17)$$

따라서, $\phi(X_p)$ 는 다음 식으로 표현된다.

$$\phi(X_p) = \frac{i}{4} \int_\Gamma \left\{ \phi(X_b) \frac{\partial H_0^{(1)}(\mu r)}{\partial \nu} - H_0^{(1)}(\mu r) \frac{\partial \phi(X_b)}{\partial \nu} \right\} ds \quad (3-18)$$

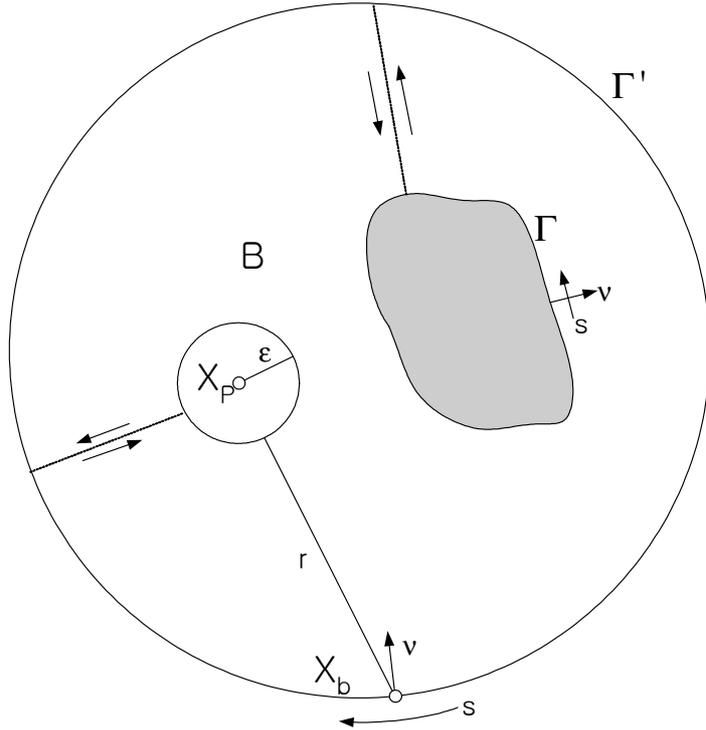


Fig. 3-3 Special Point in the Open Field and Integral Boundary

다음으로, Fig. 3-3에 나타내는 바와 같이, 무한히 넓은 영역(개영역)에 어떤 구조물의 경계 Γ 를 둘러싸는 원경계 Γ' 를 고려하고, Γ 와 Γ' 로 형성되는 폐영역을 D 로 하면, 위의 관계가 그대로 성립하므로, 식(3-18)과 같이 다음 식을 얻는다.

$$\phi(X_p) = -\frac{i}{4} \left\{ \int_{\Gamma} + \int_{\Gamma'} \right\} \left\{ \phi(X_b) \frac{\partial H_0^{(1)}(\mu r)}{\partial \nu} - H_0^{(1)}(\mu r) \frac{\partial \phi(X_b)}{\partial \nu} \right\} ds \quad (3-19)$$

여기서, 법선은 영역 B 에 대해서 내향이고, 적분 방향은 시계방향으로 취하는 것으로 한다.

$H_0^{(1)}(\mu r)$ 은 시간변동항을 $e^{-i\omega t}$ 로 취할 때, 원방으로 발산해 가는 진행파를 나타내고, $R \rightarrow \infty$ 에서의 점근형은 다음 식으로 주어진다.

$$H_0^{(1)}(\mu r) = \sqrt{\frac{2}{\pi \mu r}} e^{i(\mu r - \frac{\pi}{4})} \quad (3-20)$$

$$\frac{\partial H_0^{(1)}(\mu r)}{\partial r} = -\mu H_1^{(1)}(\mu r) \approx -\mu \sqrt{\frac{2}{\pi \mu r}} e^{i(\mu r - \frac{3\pi}{4})} \quad (3-21)$$

경계 Γ' 의 반경 r 은 임의이기 때문에, $r \rightarrow \infty$ 로 취하고, 위의 점근형을 식 (3-19)의 Γ' 상의 적분항에 사용하면, 다음 식을 얻는다.

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \int_0^{2\pi} \sqrt{\frac{2}{\pi \mu}} e^{i(\mu r - \frac{\pi}{4})} \sqrt{r} \left\{ \frac{\partial \phi}{\partial r} - i\mu \phi \right\} d\theta \quad (3-22)$$

폐영역의 평면포텐셜은 $r \rightarrow \infty$ 의 무한원방에서 구조물로부터의 발산파를 나타내므로, 다음의 Sommerfeld 방사경계조건을 만족하여야 한다.

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \sqrt{r} \left\{ \frac{\partial \phi}{\partial r} - i\mu \phi \right\} = 0 \quad (3-23)$$

따라서, 식(3-22)의 Γ' 상의 적분항은 사라지고, 폐영역의 임의점 X_b 에 대해서도 폐영역의 경우와 같이 Γ 상의 적분만으로 $\phi(X_b)$ 가 주어진다는 것을 알 수 있다.

$$\phi(X_b) = -\frac{i}{4} \int_{\Gamma} \left\{ \phi(X_b) \frac{\partial H_0^{(1)}(\mu r)}{\partial \nu} - H_0^{(1)}(\mu r) \frac{\partial \phi(X_b)}{\partial \nu} \right\} ds \quad (3-24)$$

식(3-19)에 있어서 X_b 가 경계선 Γ 상에 있는 경우에는 $H_0^{(1)}(\mu r)$ 의 특이성으로부터 식은 성립되지 않는다. 따라서, 식(3-19)를 유도한 것과 같이 경계선상의 점 X_b 를 중심으로 하는 반경 ε 의 반원을 설정하여 특이점을 제외하고, 그 후에 $\varepsilon \rightarrow 0$ 의 극한치를 취함으로써 X_b 가 경계선상의 점인 경우의 식을 얻는다.

$$\phi(X_b) = \frac{i}{2} \int_{\Gamma} \left\{ \phi(X_b) \frac{\partial H_0^{(1)}(\mu r)}{\partial \nu} - H_0^{(1)}(\mu r) \frac{\partial \phi(X_b)}{\partial \nu} \right\} ds \quad (3-25)$$

식(3-19)와 식(3-25)의 차이는 특이점을 제외하기 위해서 영역의 경계가 원인가 반원인가의 차이에 의해 발생하는 것으로, 적분에 관계하는 정수가 상이한 것 뿐이다. 폐영역에 대한 식(3-24)에 대해서도 X_b 가 경계선상의 점인 경우의 식이 동일하게 얻어진다.

3.1.4 Green 函數에 의한 $f_1, f_1^{(n)}, \psi_o, \psi_s, \varphi_o, \varphi_s$ 의 表示

외역과 내역의 경계선 D, D' 상의 점을 (ξ, η) 라 하고 D, D' 이외의 점을 (x, y) 로 나타내면 두 점간의 거리 r 을 $r = \sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2}$ 로 나타낼 수 있다. 여기서, $r \rightarrow 0$ 때 $\log r$ 의 오더의 특이성을 갖고, $r \rightarrow \infty$ 때에는 Sommerfeld 방사조건을 만족하는 식(3-8)의 특이해를 Green 함수로 하여, f_1 에 대해 $-\frac{i}{2} H_o^{(1)}(kr)$ 을, ψ_o 와 φ_o 에 대해서는 $-\frac{1}{\pi} \log\left(\frac{1}{kr}\right)$ 을 취하고, $f_1^{(n)}$ 에 대해 $-\frac{1}{\pi} K_o(k_n r)$ 을, ψ_s 와 φ_s 에 대해서는 $-\frac{1}{\pi} K_o(\bar{s}r)$ 을 취하면, 외역의 임의점 (x, y) 에 있어서 $f_1, f_1^{(n)}$ 및 내역의 점 (x, y) 에 있어서 $\psi_o, \psi_s, \varphi_o, \varphi_s$ 의 값은 각각 경계선 D, D' 상의 값 $f_1(\xi, \eta), f_1^{(n)}(\xi, \eta), \psi_o(\xi, \eta), \psi_s(\xi, \eta), \varphi_o(\xi, \eta), \varphi_s(\xi, \eta)$ 와 D, D' 에 대한 법선 미분치 $\partial f_1(\xi, \eta)/\partial \nu, \partial f_1^{(n)}(\xi, \eta)/\partial \nu, \partial \psi_o(\xi, \eta)/\partial \nu, \partial \psi_s(\xi, \eta)/\partial \nu, \partial \varphi_o(\xi, \eta)/\partial \nu, \partial \varphi_s(\xi, \eta)/\partial \nu$ 에 의해 다음과 같이 주어진다.

$$\phi_m(x, y) = \frac{1}{2} \int_{\mathcal{Q}} \left[\phi_m(\xi, \eta) \frac{\partial G}{\partial \nu} - kG \frac{\partial \phi_m(\xi, \eta)}{k \partial \nu} \right] ds \quad (3-26)$$

여기서,

$$\left\{ \begin{array}{l} \phi_m = f_1, \quad G = -\frac{i}{2} H_0^{(1)}(kr), \quad l = -1, \quad Q = D + D' \\ \phi_m = f_1^{(n)}, \quad G = -\frac{1}{\pi} K_0(k_n r), \quad l = -1, \quad Q = D + D' \\ \phi_m = \phi_o, \quad G = -\frac{1}{\pi} \log\left(\frac{1}{kr}\right), \quad l = 1, \quad Q = D \\ \phi_m = \phi_s, \quad G = -\frac{1}{\pi} K_o(\bar{s}r), \quad l = 1, \quad Q = D \\ \phi_m = \varphi_o, \quad G = -\frac{1}{\pi} \log\left(\frac{1}{kr}\right), \quad l = 1, \quad Q = D' \\ \phi_m = \varphi_s, \quad G = -\frac{1}{\pi} K_o(\bar{s}r), \quad l = 1, \quad Q = D' \end{array} \right.$$

여기서, $H_o^{(1)}$, K_o 는 각각 0차 제1종 Hankel 함수와 변형 Bessel 함수를 나타내며, ν 는 경계선 D, D' 에 있어서 외향법선이며, 적분은 D, D' 를 따르는 반시계 방향의 선적분을 나타낸다.

위 식들에서 점 (x, y) 를 D, D' 상의 점 (ξ', η') 에 접근시키면 $H_o^{(1)}$ 과 K_o 의 $r \rightarrow 0$ 에서 특이성으로부터 D, D' 상에서 다음의 식을 얻는다.

$$\phi_m(\xi', \eta') = l \int_Q \left[\phi_m(\xi, \eta) \frac{\partial G}{\partial \nu} - kG \frac{\partial \phi_m(\xi, \eta)}{k \partial \nu} \right] ds \quad (3-27)$$

여기서,

$$\left\{ \begin{array}{l} \phi_m = f_1, \quad G = -\frac{i}{2} H_0^{(1)}(kR), \quad l = -1, \quad Q = D + D' \\ \phi_m = f_1^{(n)}, \quad G = -\frac{1}{\pi} K_0(k_n R), \quad l = -1, \quad Q = D + D' \\ \phi_m = \phi_o, \quad G = -\frac{1}{\pi} \log\left(\frac{1}{kR}\right), \quad l = 1, \quad Q = D \\ \phi_m = \phi_s, \quad G = -\frac{1}{\pi} K_0(\bar{s}R), \quad l = 1, \quad Q = D \\ \phi_m = \varphi_o, \quad G = -\frac{1}{\pi} \log\left(\frac{1}{kR}\right), \quad l = 1, \quad Q = D' \\ \phi_m = \varphi_s, \quad G = -\frac{1}{\pi} K_0(\bar{s}R), \quad l = 1, \quad Q = D' \end{array} \right.$$

식(3-26)에서 r 은 R 로 대치되어, $R = \sqrt{(\xi - \xi')^2 + (\eta - \eta')^2}$ 로 정의된다.

3.1.5 各 領域에서의 接合境界條件

외역과 내역의 영역을 분할하는 연직 경계면상의 임의점 (ξ, η, z) 에서 유체운동에 의한 질량 Flux와 에너지 Flux는 연속되어야 하기 때문에 다음의 접합조건이 만족되어야 한다.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \phi_I(\xi, \eta, z)}{\partial \nu} = \begin{cases} 0 & , -qh \leq z \leq 0 \\ \frac{\partial \phi_{II}(\xi, \eta, z)}{\partial \nu} & , -h \leq z \leq -qh \end{cases} \\ \phi_I(\xi, \eta, z) = \phi_{II}(\xi, \eta, z) & , -h \leq z \leq -qh \\ \frac{\partial \phi_I(\xi, \eta, z)}{\partial \nu} = \begin{cases} 0 & , -qh \leq z \leq 0 \\ \frac{\partial \phi_{III}(\xi, \eta, z)}{\partial \nu} & , -h \leq z \leq -qh \end{cases} \\ \phi_I(\xi, \eta, z) = \phi_{III}(\xi, \eta, z) & , -h \leq z \leq -qh \end{array} \right. \quad (3-28)$$

위의 식(3-28)에 공간속도포텐셜의 일반해인 식(3-4), (3-5), (3-6)을 대입하면, 다음과 같은 연립방정식을 얻게된다.

$$\begin{aligned} & \{ \bar{f}_o(\xi, \eta) + \bar{f}_1(\xi, \eta) \} Z(kh) + \sum_{n=1}^{\infty} \bar{f}_1^{(n)}(\xi, \eta) Z(k_n h) \\ & = \begin{cases} 0 & , -qh \leq z \leq 0 \\ \bar{\psi}_o(\xi, \eta) + \sum_{s=1}^{\infty} \bar{\psi}_s(\xi, \eta) \cos \bar{s}(z+qh) & , -h \leq z \leq -qh \\ \bar{\varphi}_o(\xi, \eta) + \sum_{s=1}^{\infty} \bar{\varphi}_s(\xi, \eta) \cos \bar{s}(z+qh) & , -h \leq z \leq -qh \end{cases} \end{aligned} \quad (3-29)$$

$$\begin{aligned} & \{ f_o(\xi, \eta) + f_1(\xi, \eta) \} Z(kh) + \sum_{n=1}^{\infty} f_1^{(n)}(\xi, \eta) Z(k_n h) \\ & = \begin{cases} \psi_o(\xi, \eta) + \sum_{s=1}^{\infty} \psi_s(\xi, \eta) \cos \bar{s}(z+qh) & , -h \leq z \leq -qh \\ \varphi_o(\xi, \eta) + \sum_{s=1}^{\infty} \varphi_s(\xi, \eta) \cos \bar{s}(z+qh) & , -h \leq z \leq -qh \end{cases} \end{aligned} \quad (3-30)$$

여기서,

$$\left\{ \begin{aligned} \bar{f}_o(\xi, \eta) &= \frac{\partial f_o(\xi, \eta)}{k \partial \nu} \\ \bar{f}_1(\xi, \eta) &= \frac{\partial f_1(\xi, \eta)}{k \partial \nu} \\ \bar{f}_1^{(n)}(\xi, \eta) &= \frac{\partial f_1^{(n)}(\xi, \eta)}{k \partial \nu} \\ \bar{\psi}_o(\xi, \eta) &= \frac{\partial \psi_o(\xi, \eta)}{k \partial \nu} \\ \bar{\psi}_s(\xi, \eta) &= \frac{\partial \psi_s(\xi, \eta)}{k \partial \nu} \\ \bar{\varphi}_o(\xi, \eta) &= \frac{\partial \varphi_o(\xi, \eta)}{k \partial \nu} \\ \bar{\varphi}_s(\xi, \eta) &= \frac{\partial \varphi_s(\xi, \eta)}{k \partial \nu} \end{aligned} \right.$$

식(3-29)에 대해서는 $\cosh k(z+h)$ 와 $\cos k_n(z+h)$ 가 직교함수관계를, 식(3-30)에 대해서는 1과 $\cos \bar{s}(z+qh)$ 가 직교함수관계를 가지므로 이들 직교성을 이용하고, 상당하는 연직 구간에 대한 적분을 수행하면 다음의 식을 얻는다.

$$\bar{f}_1(\xi, \eta) = \frac{\sinh \bar{\lambda}_o}{N_o \sinh \lambda_o} \left(\bar{\psi}_o(\xi, \eta) + \sum_{s=1}^{\infty} \frac{\bar{\psi}_s(\xi, \eta)}{(s\pi/\bar{\lambda}_o)^2 + 1} \right) - \bar{f}_o(\xi, \eta) \quad (3-36)$$

$$\bar{f}_1^{(n)}(\xi, \eta) = \frac{\sin \bar{\lambda}_n}{N_n \sin \lambda_n} \left(\bar{\psi}_o(\xi, \eta) + \sum_{s=1}^{\infty} \frac{\bar{\psi}_s(\xi, \eta)}{1 - (s\pi/\bar{\lambda}_n)^2} \right) \quad (3-37)$$

$$\bar{f}_1(\xi, \eta) = \frac{\sinh \bar{\lambda}_o}{N_o \sinh \lambda_o} \left(\bar{\varphi}_o(\xi, \eta) + \sum_{s=1}^{\infty} \frac{\bar{\varphi}_s(\xi, \eta)}{(s\pi/\bar{\lambda}_o)^2 + 1} \right) - \bar{f}_o(\xi, \eta)$$

$$\bar{f}_1^{(n)}(\xi, \eta) = \frac{\sin \bar{\lambda}_n}{N_n \sin \lambda_n} \left(\bar{\varphi}_o(\xi, \eta) + \sum_{s=1}^{\infty} \frac{\bar{\varphi}_s(\xi, \eta)}{1 - (s\pi/\bar{\lambda}_n)^2} \right)$$

$$\psi_o(\xi, \eta) = \frac{\sinh \bar{\lambda}_o}{\bar{\lambda}_o \cosh \lambda_o} \{f_o(\xi, \eta) + f_1(\xi, \eta)\} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin \bar{\lambda}_n}{\bar{\lambda}_n \cos \lambda_n} f_1^{(n)}(\xi, \eta) \quad (3-38)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \psi_s(\xi, \eta) &= \frac{\sinh \bar{\lambda}_o}{\bar{\lambda}_o \cosh \lambda_o} \frac{\{f_o(\xi, \eta) + f_1(\xi, \eta)\}}{1 + (s\pi/\bar{\lambda}_o)^2} \\ &\quad + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin \bar{\lambda}_n}{\bar{\lambda}_n \cos \lambda_n} \frac{f_1^{(n)}(\xi, \eta)}{1 - (s\pi/\bar{\lambda}_n)^2} \end{aligned} \quad (3-39)$$

$$\varphi_o(\xi, \eta) = \frac{\sinh \bar{\lambda}_o}{\bar{\lambda}_o \cosh \lambda_o} \{f_o(\xi, \eta) + f_1(\xi, \eta)\} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin \bar{\lambda}_n}{\bar{\lambda}_n \cos \lambda_n} f_1^{(n)}(\xi, \eta) \quad (3-40)$$

$$\frac{1}{2} \varphi_s(\xi, \eta) = \frac{\sinh \bar{\lambda}_o}{\bar{\lambda}_o \cosh \lambda_o} \frac{\{f_o(\xi, \eta) + f_1(\xi, \eta)\}}{1 + (s\pi/\bar{\lambda}_o)^2} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin \bar{\lambda}_n}{\bar{\lambda}_n \cos \lambda_n} \frac{f_1^{(n)}(\xi, \eta)}{1 - (s\pi/\bar{\lambda}_n)^2} \quad (3-41)$$

여기서,

$$\begin{cases} \lambda_o = kh \\ \lambda_n = k_n h \\ \bar{\lambda}_o = k \bar{q} h \\ \bar{\lambda}_n = k_n \bar{q} h \\ N_o = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2\lambda_o}{\sinh 2\lambda_o} \right) \\ N_n = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2\lambda_n}{\sin 2\lambda_n} \right) \end{cases}$$

3.1.6 離散化

Fig. 3-4와 같이 경계선상 D, D' 를 $2N$ 개의 점에 의해 $2N$ 개의 미소구간 Δs_j 로 분할하고 각 구간의 중점 (ξ_j, η_j) 에 있어서 $f_1, \bar{f}_1 \dots$ 등의 값으로 미소구간 Δs_j 상의 값을 대표시키는 것으로 하면, 적분방정식 (3-27)을 다음과 같은 이산화 방정식으로 고쳐 쓸 수 있다.

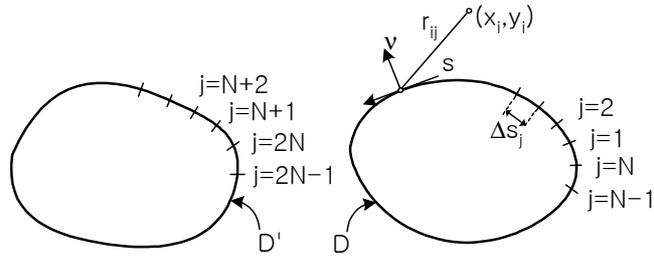


Fig. 3-4 Nodal Points in Numerical Analysis.

$$\sum_{j=1}^{2N} A_{ij} \bar{f}_1(\xi_j, \eta_j) = \sum_{j=1}^{2N} a_{ij} f_1(\xi_j, \eta_j) \quad (3-42)$$

$$\sum_{j=1}^{2N} B_{ij} \bar{f}_1^{(n)}(\xi_j, \eta_j) = \sum_{j=1}^{2N} b_{ij} f_1^{(n)}(\xi_j, \eta_j) \quad (3-43)$$

$$\sum_{j=1}^N E_{ij} \bar{\psi}_o(\xi_j, \eta_j) = \sum_{j=1}^N c_{ij} \psi_o(\xi_j, \eta_j) \quad (3-44)$$

$$\sum_{j=1}^N F_{ij} \bar{\psi}_s(\xi_j, \eta_j) = \sum_{j=1}^N d_{ij} \psi_s(\xi_j, \eta_j) \quad (3-45)$$

$$\sum_{j=N+1}^{2N} E_{ij} \bar{\varphi}_o(\xi_j, \eta_j) = \sum_{j=N+1}^{2N} c_{ij} \varphi_o(\xi_j, \eta_j) \quad (3-46)$$

$$\sum_{j=N+1}^{2N} F_{ij} \bar{\varphi}_s(\xi_j, \eta_j) = \sum_{j=N+1}^{2N} d_{ij} \varphi_s(\xi_j, \eta_j) \quad (3-47)$$

여기서,

$$\begin{cases} a_{ij} = \delta_{ij} + \bar{A}_{ij}, & b_{ij} = \delta_{ij} + \bar{B}_{ij} \\ c_{ij} = -\delta_{ij} + \bar{E}_{ij}, & d_{ij} = -\delta_{ij} + \bar{F}_{ij} \end{cases}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} A_{ij} = \int_{\Delta s_j} \left(-\frac{i}{2} H_o^{(1)}(kR_{ij}) \right) k ds \\ \bar{A}_{ij} = \int_{\Delta s_j} \frac{\partial}{\partial \nu} \left(-\frac{i}{2} H_o^{(1)}(kR_{ij}) \right) ds \\ B_{ij} = \int_{\Delta s_j} \left(-\frac{1}{\pi} K_o(k_n R_{ij}) \right) k ds \\ \bar{B}_{ij} = \int_{\Delta s_j} \frac{\partial}{\partial \nu} \left(-\frac{1}{\pi} K_o(k_n R_{ij}) \right) ds \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} E_{ij} = \int_{\Delta s_j} \left(-\frac{1}{\pi} \log \left(\frac{1}{kR_{ij}} \right) \right) k ds \\ \bar{E}_{ij} = \int_{\Delta s_j} \left(-\frac{1}{\pi} \log \left(\frac{1}{kR_{ij}} \right) \right) ds \\ F_{ij} = \int_{\Delta s_j} \left(-\frac{1}{\pi} K_o(\bar{s}R_{ij}) \right) k ds \\ \bar{F}_{ij} = \int_{\Delta s_j} \left(-\frac{1}{\pi} K_o(\bar{s}R_{ij}) \right) ds \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} R_{ij} = \sqrt{(\xi_j - \xi_i)^2 + (\eta_j - \eta_i)^2} \\ \Delta s_j = \sqrt{(\Delta \xi_j)^2 + (\Delta \eta_j)^2} \\ \Delta \zeta_j = (\xi_{j+1} - \xi_{j-1})/2 \\ \Delta \eta_j = (\eta_{j+1} - \eta_{j-1})/2 \end{array} \right.$$

그리고, δ_{ij} 는 Kronecker 델타함수로 $\delta_{ij}=0$, $\delta_{ii}=1$ 이다.

위의 식(3-36)~(3-47)을 연립해서 풀면, f_1 , $f_1^{(n)}$, ϕ_o , ϕ_s , φ_o , φ_s 가 결정되고, 외역의 점 (x, y) 에 있어서 f_1 , $f_1^{(n)}$ 과 내역의 점 (x, y) 에 있어서 ϕ_o , ϕ_s , φ_o , φ_s 는 다음 식에 의해 구해진다.

$$f_1(x, y) = -\frac{1}{2} \sum_{j=1}^{2N} [\bar{A}_{xj} f_1(\xi_j, \eta_j) - A_{xj} \bar{f}_1(\xi_j, \eta_j)] \quad (3-48)$$

$$f_1^{(n)}(x, y) = -\frac{1}{2} \sum_{j=1}^{2N} [\bar{B}_{xj} f_1^{(n)}(\xi_j, \eta_j) - B_{xj} \bar{f}_1^{(n)}(\xi_j, \eta_j)] \quad (3-49)$$

$$\phi_o(x, y) = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N [\bar{E}_{xj} \phi_o(\xi_j, \eta_j) - E_{xj} \bar{\phi}_o(\xi_j, \eta_j)] \quad (3-50)$$

$$\phi_s(x, y) = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N [\bar{F}_{xj} \phi_s(\xi_j, \eta_j) - F_{xj} \bar{\phi}_s(\xi_j, \eta_j)] \quad (3-51)$$

$$\varphi_o(x, y) = \frac{1}{2} \sum_{j=N+1}^{2N} [\bar{E}_{xj} \varphi_o(\xi_j, \eta_j) - E_{xj} \bar{\varphi}_o(\xi_j, \eta_j)] \quad (3-52)$$

$$\varphi_s(x, y) = \frac{1}{2} \sum_{j=N+1}^{2N} [\bar{F}_{xj} \varphi_s(\xi_j, \eta_j) - F_{xj} \bar{\varphi}_s(\xi_j, \eta_j)] \quad (3-53)$$

그리고, A_{ij} , B_{ij} , E_{ij} , F_{ij} 등은 다음과 같이 주어진다.

$$\left\{ \begin{array}{l} A_{ij} = -\frac{i}{2} H_o^{(1)}(kR_{ij}) k \Delta s_j \\ A_{ii} = \frac{1}{\pi} \left(\gamma - 1 + \log \frac{k \Delta s_i}{4} - i \frac{\pi}{2} \right) k \Delta s_i \\ \bar{A}_{ij} = \frac{i}{2} H_1^{(1)}(kR_{ij}) \left(-\frac{\xi_i - \xi_i}{R_{ij}} k \Delta \eta_j - \frac{\eta_i - \eta_i}{R_{ij}} k \Delta \xi_j \right) \\ \bar{A}_{ii} = \frac{1}{2\pi} (\xi_s \eta_{ss} - \xi_{ss} \eta_s) i \Delta s_i \approx 0 \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} B_{ij}^{(n)} = -\frac{1}{\pi} K_0(k_n R_{ij}) k \Delta s_j \\ B_{ii}^{(n)} = \frac{1}{\pi} \left(\gamma - 1 + \log \frac{k_n \Delta s_i}{4} \right) k \Delta s_i \\ \overline{B_{ij}^{(n)}} = \frac{1}{\pi} K_1(k_n R_{ij}) \left(\frac{\xi_j - \xi_i}{R_{ij}} k_n \Delta \eta_j - \frac{\eta_j - \eta_i}{R_{ij}} k_n \Delta \xi_j \right) \\ \overline{B_{ii}^{(n)}} = \frac{1}{2\pi} (\xi_s \eta_{ss} - \xi_{ss} \eta_s) \Delta s_i \approx 0 \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} E_{ij} = \frac{1}{\pi} \log(k R_{ij}) k \Delta s_j \\ E_{ii} = \frac{1}{\pi} \left(\log \frac{k \Delta s_i}{2} - 1 \right) k \Delta s_i \\ \overline{E_{ij}} = \frac{1}{\pi} \frac{1}{k R_{ij}} \left(\frac{\xi_j - \xi_i}{R_{ij}} k \Delta \eta_j - \frac{\eta_j - \eta_i}{R_{ij}} k \Delta \xi_j \right) \\ \overline{E_{ii}} = \frac{1}{2\pi} (\xi_s \eta_{ss} - \xi_{ss} \eta_s) \Delta s_i \approx 0 \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} F_{ij} = -\frac{1}{\pi} K_0(\overline{S} R_{ij}) k \Delta s_j \\ F_{ii} = \frac{1}{\pi} \left(\gamma - 1 + \log \frac{\overline{S} \Delta s_i}{4} \right) k \Delta s_i \\ \overline{F_{ij}} = \frac{1}{\pi} K_1(\overline{S} R_{ij}) \left(\frac{\xi_j - \xi_i}{R_{ij}} \overline{S} \Delta \eta_j - \frac{\eta_j - \eta_i}{R_{ij}} \overline{S} \Delta \xi_j \right) \\ \overline{F_{ii}} = \frac{1}{2\pi} (\xi_s \eta_{ss} - \xi_{ss} \eta_s) \Delta s_i \approx 0 \end{array} \right.$$

여기서,

$$\left\{ \begin{array}{l} \xi_s = \frac{\Delta \zeta}{\Delta s} = \frac{\xi_{i+1} - \xi_{i-1}}{2\Delta s_i} \\ \xi_{ss} = \frac{6}{\Delta s_{i+1} + \Delta s_i + \Delta s_{i-1}} \left\{ \frac{\xi_{i+1} - \xi_i}{\Delta s_{i+1} + \Delta s_i} - \frac{\xi_i - \xi_{i-1}}{\Delta s_i + \Delta s_{i-1}} \right\} \\ \eta_s = \frac{\Delta \eta}{\Delta s} = \frac{\eta_{i+1} - \eta_{i-1}}{2\Delta s_i} \\ \eta_{ss} = \frac{6}{\Delta s_{i+1} + \Delta s_i + \Delta s_{i-1}} \left\{ \frac{\eta_{i+1} - \eta_i}{\Delta s_{i+1} + \Delta s_i} - \frac{\eta_i - \eta_{i-1}}{\Delta s_i + \Delta s_{i-1}} \right\} \\ \gamma = 0.577216 \dots \end{array} \right.$$

3.1.7 回折係數

외역 I의 임의점에 있어서 수면파형은 다음의 식으로 주어진다.

$$\zeta_I = i\zeta_o\phi_I e^{-i\sigma t} \quad (3-54)$$

따라서, 외역에서의 파의 진폭과 입사파 진폭의 비로 정의되는 회절계수 K_d 는 다음과 같다.

$$K_d = |f_o(x, y) + f_1(x, y) + \sum_{n=1}^{\infty} f_1^{(n)}(x, y)| \quad (3-55)$$

3.2 數値解析

3.2.1 數値解析結果의 檢證

본 연구의 타당성을 검증하기 위하여 일열(一列)의 직사각형단면과 원형단면에 대해서 급수항을 $n=s=2$ 까지 취하여 수치계산을 실시하였으며, 그 결과를 Fig. 3-5와 Fig. 3-6에 나타내었다. 그림 중에는 井島 등(1974)과 吉田 등(1992)의 결과도 함께 제시하고 있다. 그림에서 미소한 차이는 인정되지만, 전체적으로 결과들이 잘 일치하는 것으로 판단되므로 본 연구의 타당성을 검증할 수 있다.

3.2.2 二列 二基의 配置에 의한 波高分布의 解析

Fig. 3-7는 일열 및 이열 고정부방파제의 제원을 나타내었으며, 이열은 일열 배치보다 소요재료량의 2/3만을 사용하고 있다. 먼저, Fig. 3-8은 일열 이기(二基)와 삼기(三基)로 배치되었을 때의 파고분포를 도시한 그림으로, 고정부방파제 전면에서는 반사에 의한 중복파의 형성으로 배(腹; antinode)와 마디(節; node)가 현저하게 표현되는 높은 파고가, 배후해역에는 파고감소가 현저히 나타난다. Fig. 3-9에서는 이열 이기 배치에서 $w/h=1.0, 2.0, 3.0$ 으로 변화시킨 경우를 나타낸 파고분포로, Fig. 3-8과 마찬가지로 부방파제 전면에는 입사파의 파장과 부방파제의 이열 간격으로부터 발생될 수 있는 공진현상 및 중복파에 의한 높은 파고가, 배후해역에는 부방파제에 의한 파고의 감소가 나타난다. Fig. 3-9의 (d)에서는 입사파향각이 45° 일 경우로 부방파제 전면에서는 반사파에 의한 파고증가가 보이지만, 파고감소는 좌측하단부분에 나타난다. 따라서, 부방파제에 의한 파랑변형의 해석에서는 반드시 파의 방향성이 고려되어야 할 것으로 판단된다. Fig. 3-10은 $w/h=3.0$ 으로 고정시키고, $d/h=3.0$ 으로 하였을 때의 파고분포이다. 부방파제의 개구폭이 넓어지긴 하였지만, Fig. 3-8(a)와 비교하여 보았을 때, 파랑제어기능은 일열 배치보다 이열 배치가 더욱 효율적임을 알 수 있다. Fig. 3-11은 Fig. 3-10의 조건과 동일하게 두고, 단지 $q=0.25$ 로 한 경우로, 부방파제의 전면에서 Fig. 3-10의 파

고분포보다 반사파의 파고가 적다는 것을 볼 수 있다 즉, 흡수(吃水)가 적어지므로 투과에너지가 높다는 것을 알 수 있다.

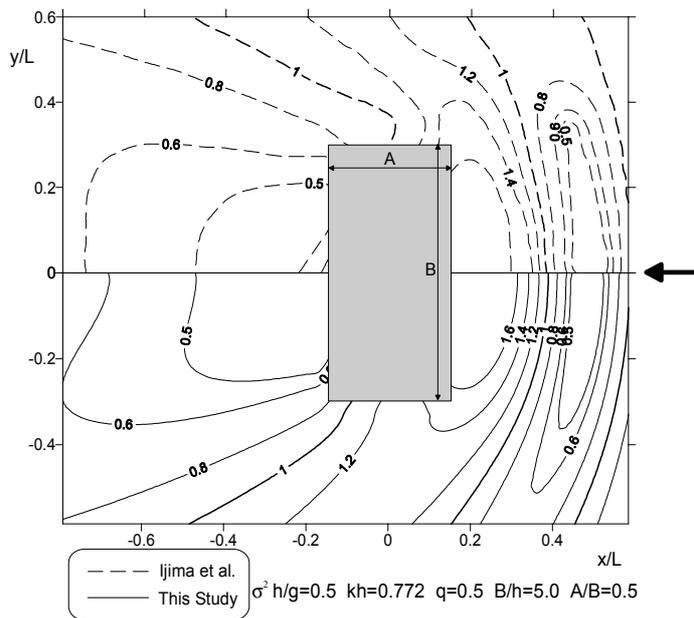


Fig. 3-5 Distribution of K_d for Rectangular FFB.

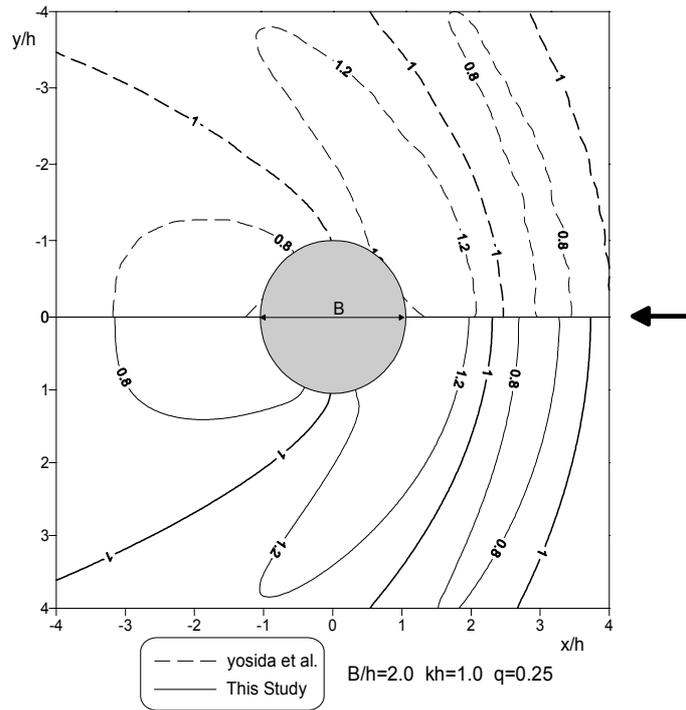


Fig. 3-6 Distribution of K_d for Circular FFB.

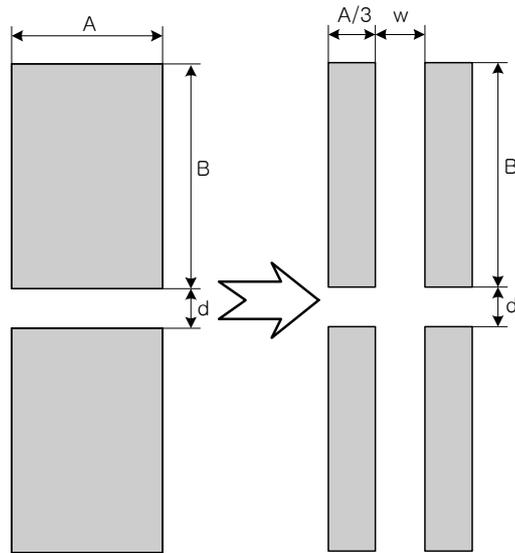
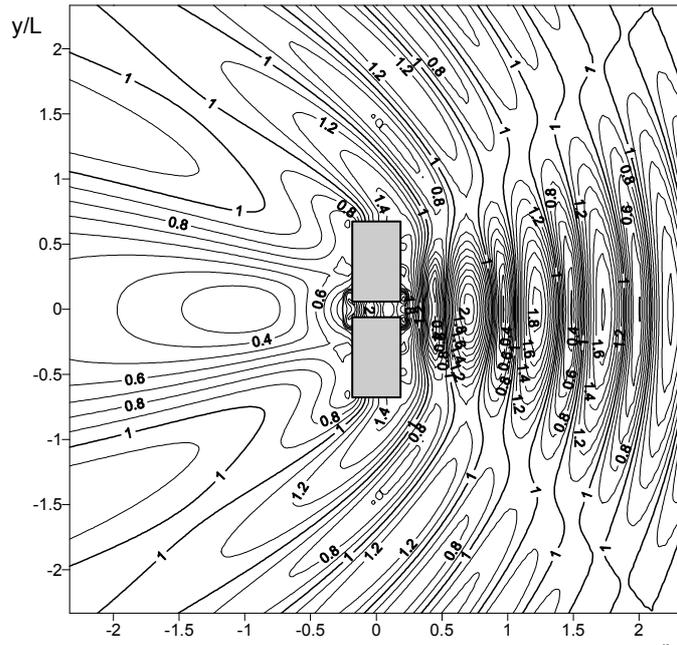
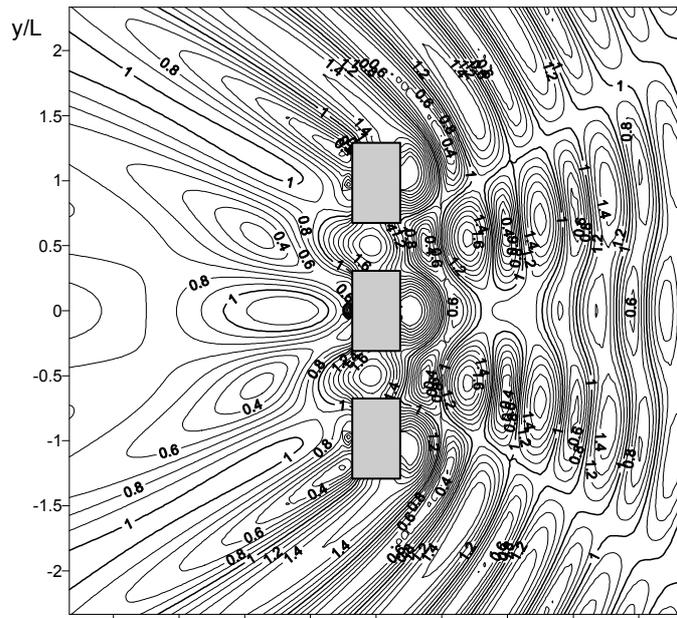


Fig. 3-7 Plane Figure of FFB.

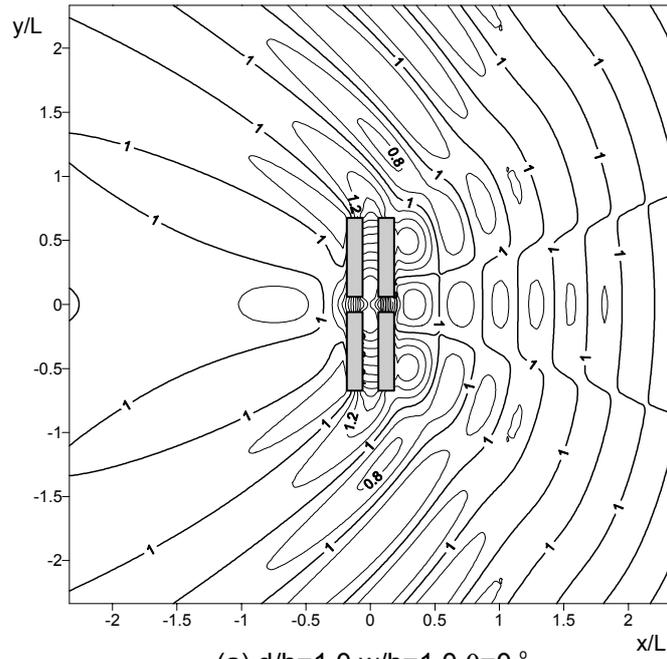


(a) $A/h=3.0$ $A/B=0.6$ $d/h=1.0$ $\theta=0^\circ$

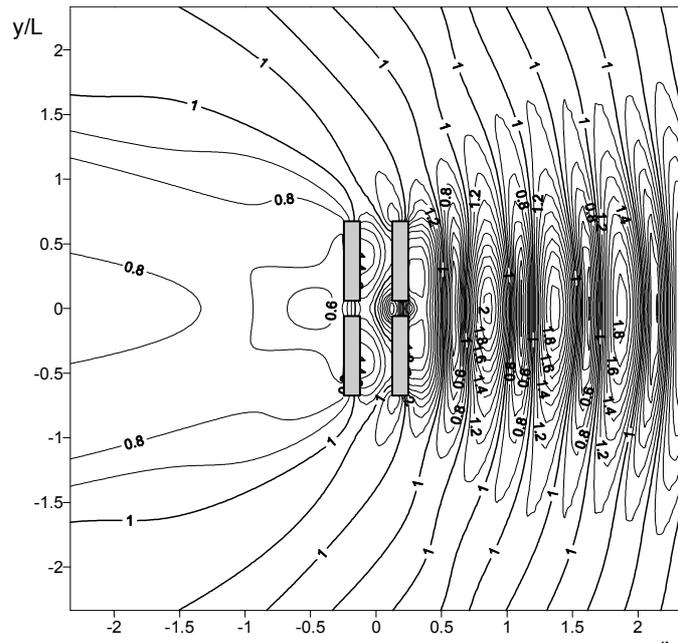


(b) $A/h=3.0$ $A/B=0.6$ $d/h=3.0$ $\theta=0^\circ$

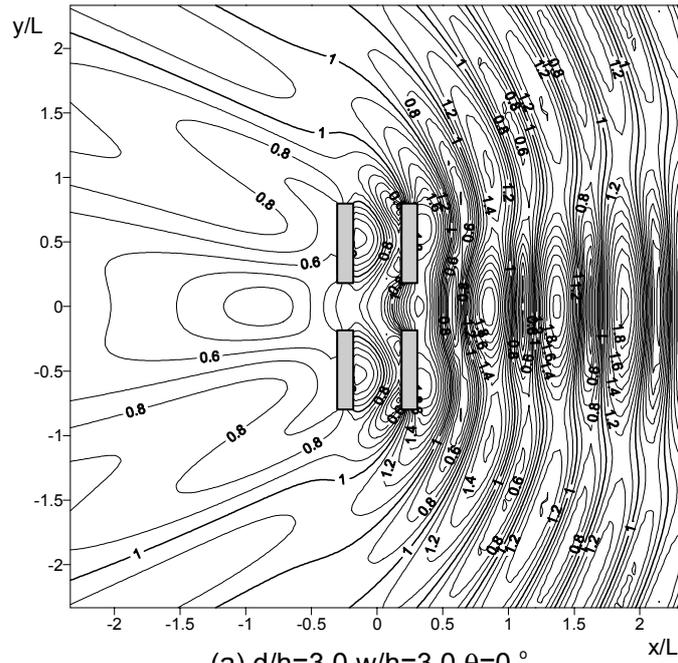
Fig. 3-8 Distributions of K_d for One-Rowed Rectangular FFBs ($\sigma^2 h/g=0.5$ $kh=0.772$ $q=0.5$).



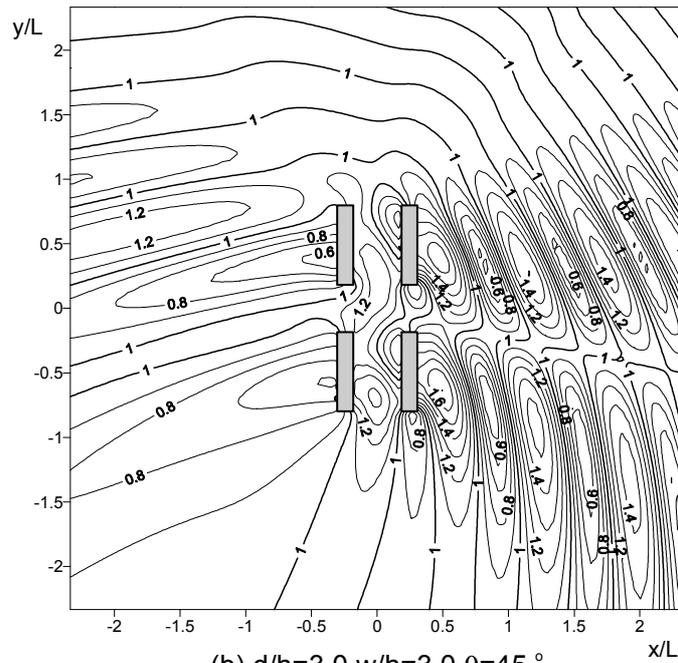
(a) $d/h=1.0$ $w/h=1.0$ $\theta=0^\circ$



(b) $d/h=1.0$ $w/h=2.0$ $\theta=0^\circ$



(a) $d/h=3.0$ $w/h=3.0$ $\theta=0^\circ$



(b) $d/h=3.0$ $w/h=3.0$ $\theta=45^\circ$

Fig. 3-10 Distributions of K_d for Two-Rowed Rectangular FFBS ($\sigma^2 h/g=0.5$ $kh=0.772$ $q=0.5$).

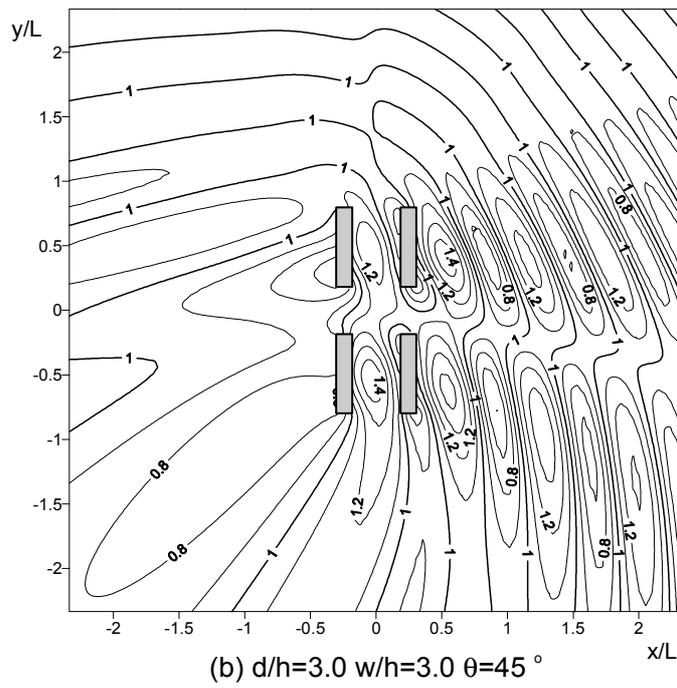
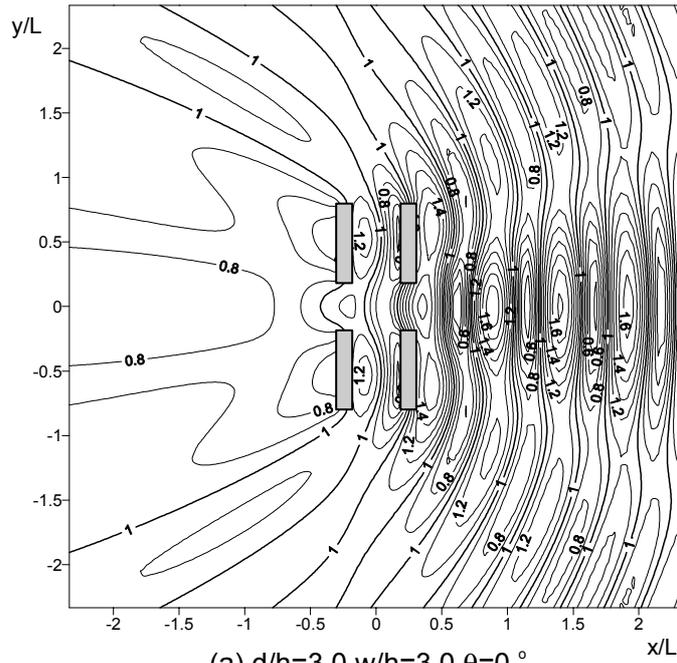
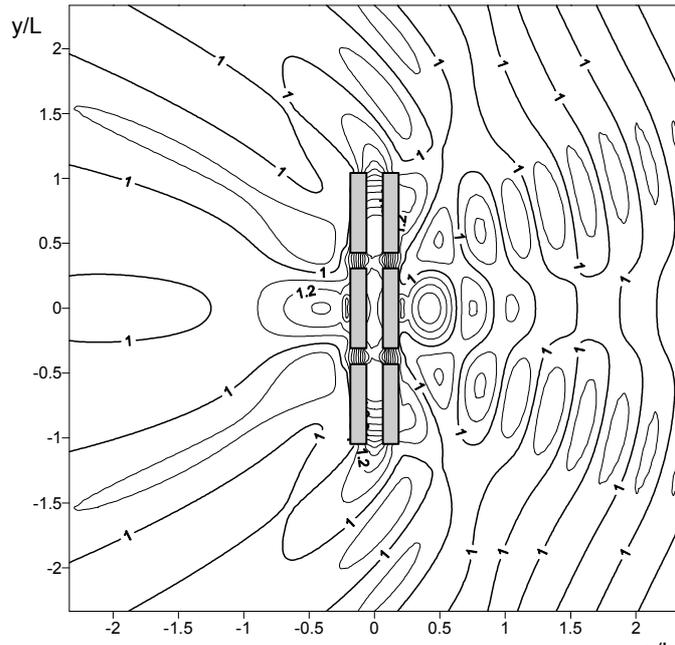


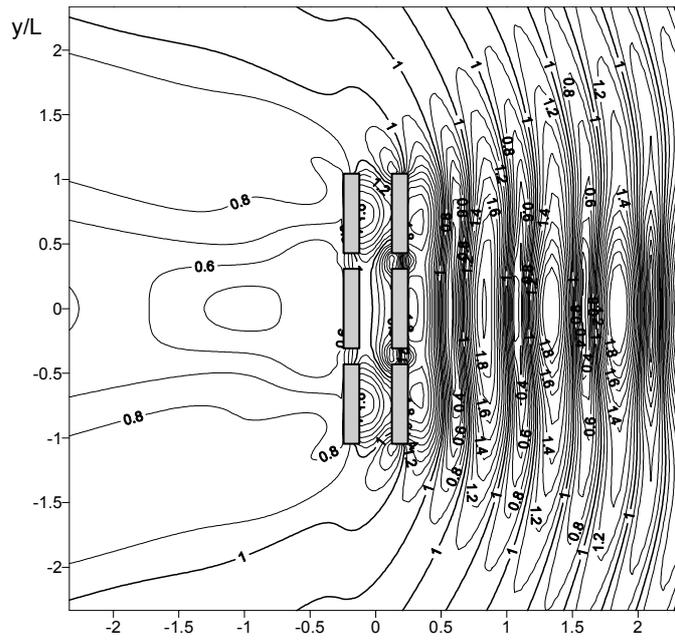
Fig. 3-11 Distributions of K_d for Two-Rowed Rectangular FFBS($\sigma^2 h/g=0.5$ $kh=0.772$ $q=0.25$).

3.2.3 이열 삼기 배치에 의한 파고분포의 해석

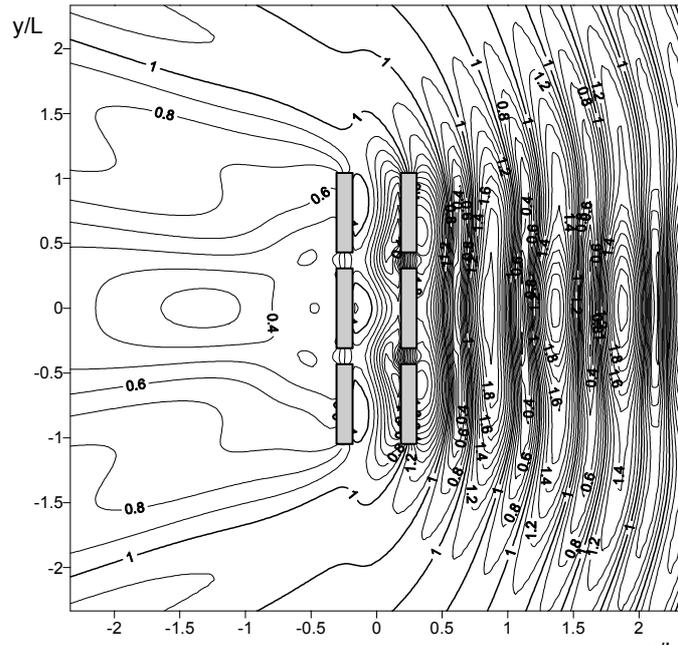
Fig. 3-12~Fig. 3-14는 부방파제를 이열 삼기로 배치하였을 때의 파고분포이다. 조건은 Fig. 3-9~Fig. 3-11에서 이열 이기의 배치와 동일하게 두었다. 먼저, Fig. 3-12에서는 부방파제의 개구폭을 $d/h=1.0$ 으로 고정시키고, 이격거리를 $w/h=1.0, 2.0, 3.0$ 으로 변화시켰을 경우로, 그림에서 보면, Fig. 3-8과 마찬가지로 부방파제 전면에서는 입사파의 파장과 부방파제간의 이격거리에 따른 공진현상 및 중복파의 영향으로 인한 높은 파고가, 부방파제의 배후해역에서는 파고의 감소가 보여진다. 또한, 이격거리가 $w/h=2.0$ 보다 $w/h=3.0$ 에서 파고감소가 더욱 현저하다. 이는 부방파제 배후해역의 파고분포를 이용한 파랑에너지를 산출한 결과로 알 수 있으며, 오히려 $w/h=4.0$ 이상이 되면 부방파제 배후해역의 파고분포에 의한 파랑에너지가 증가하는 것을 알 수 있었다. 따라서, 부방파제간의 이격거리가 증가함에 따라 파랑제어기능이 증가하지 않는다는 것을 알 수 있다. (d)에서는 입사파향각을 45° 로 주었을 경우이며, 마찬가지로, 부방파제 전면에는 높은 파고가, 파고 감소는 배후해역의 좌측 하단에 나타난다. Fig. 3-13은 개구폭을 $d/h=3.0$ 으로 둔 경우의 파고분포이다. 부방파제간 개구폭이 증가하였지만, Fig. 3-8(b)와 비교하여 보았을 때 파랑제어기능은 일열 배치보다 매우 효율적이다. 그리고, Fig. 3-12(a)와 Fig. 3-13(a)를 비교하여 보면 부방파제의 개구폭이 증가함에 따라 배후해역에서 정온해역의 범위가 확충된다는 것도 알 수 있다. Fig. 3-14에서는 흡수를 $q=0.25$ 로 둔 경우이며, 이 경우 부방파제 전면에서는 투과에너지가 증가함에 따른 반사파의 파고가 감소하여진 것으로 보여진다.



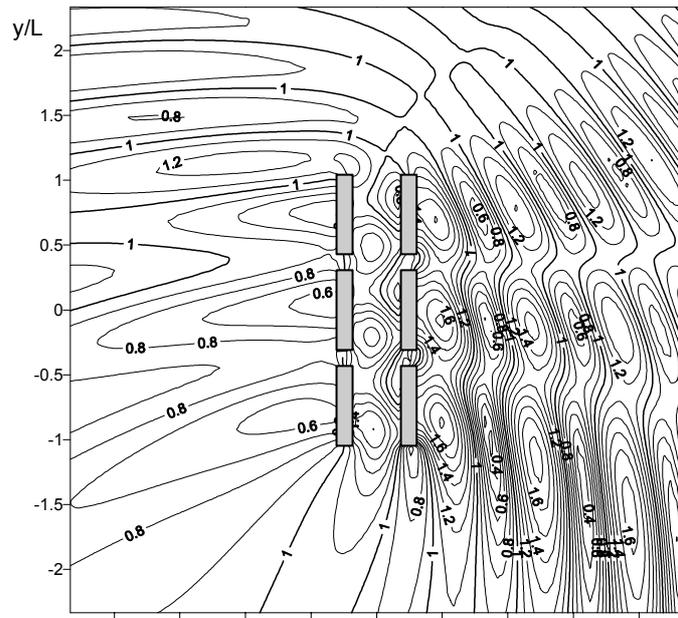
(a) $d/h=1.0$ $w/h=1.0$ $\theta=0^\circ$



(b) $d/h=1.0$ $w/h=2.0$ $\theta=0^\circ$



(c) $d/h=1.0$ $w/h=3.0$ $\theta=0^\circ$



(d) $d/h=1.0$ $w/h=3.0$ $\theta=45^\circ$

Fig. 3-12 Distributions of K_d for Two-Rowed Rectangular FFBS($\sigma^2 h/g=0.5$ $kh=0.772$ $q=0.5$).

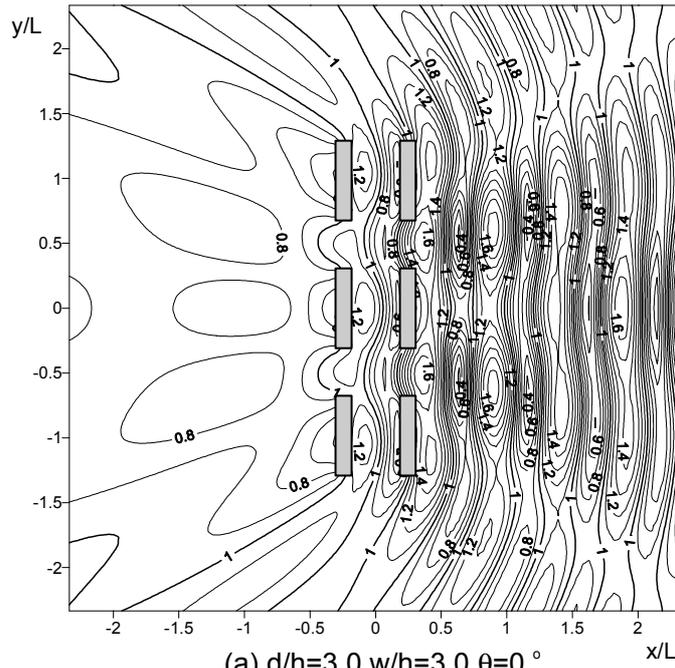
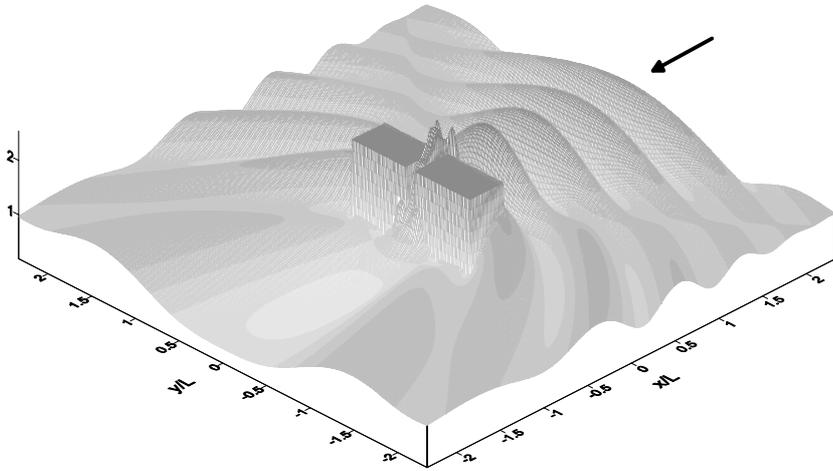


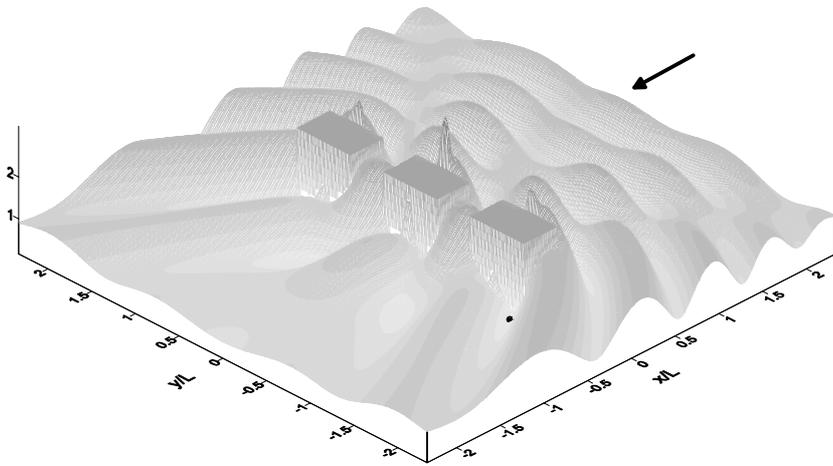
Fig. 3-15~Fig. 3-18은 무차원 파고의 공간분포를 나타내었다. 그림에서 알 수 있듯이 부방파제 전면에는 공진현상 및 중복파의 영향으로 인한 파고증가와 배후영역에는 파고감소와 이로 인한 정온해역의 범위를 파악할 수 있다. 또 부방파제의 양 끝단에서는 회절의 영향으로 인한 파향의 변화가 보인다. Fig. 3-15는 부방파제를 일렬로 배치한 경우로 부방파제 전면에서는 파의 쳐오름(run-up)이 발생하고, 부방파제의 개구폭 사이에서는 파의 중첩과 간섭에 의한 높은 파고를 볼 수 있다. Fig. 3-16과 Fig. 3-17은 Fig. 3-15의 재료량의 2/3만을 사용한 동일 조건에서의 파고분포이다. Fig. 3-16에서 (a)보다 개구폭이 넓은 (b)가 부방파제 전면에서는 중복파의 영향이 크며, 배후해역에서는 똑같이 파고의 감소가 보여진다. Fig. 3-15(a)와 비교하여 보면, 2/3만의 재료량으로 배후해역의 파고감소가 현저히 드러난다. 또, 정온해역의 범위도 확충시킬 수 있다. Fig. 3-17은 부방파제를 삼기로 배치하였을 경우에 파고분포이며, Fig. 3-15(b)와 비교하여 보았을 때, 부방파제 전면에서는 높은 파고를 배후해역에서는 더 큰 파고감소와 더 넓은 정온해역 범위를 볼 수 있다. Fig. 3-18은 45°의 각도로 파가 입사할 때 파고분포를 나타낸 그림으로 부방파제 전면에 그리 높지 않은 파고가 발생하였는데, 이는 흘수 $q=0.25$ 로 둔 결과, 투과에너지가 증가하여 부방파제 전면에 중복파에 의한 파고가 감소함으로 인한 결과이다.

Fig. 3-8~Fig. 3-14에서 부방파제 양 끝단의 배후영역의 파고분포를 이용하여 파랑에너지를 계산한 결과, 일렬 배치의 파랑에너지와 이열 배치 ($d/h=3.0$, $w/h=3.0$ 의 경우)의 파랑에너지가 거의 동등하다는 것을 알 수 있었다. 즉, 고정부방파제를 이열로 배치하여 적정간격을 두면, 소요재료량의 2/3만으로도 일렬로 배치한 부방파제의 파랑제어효과를 낼 수 있음을 알 수 있다.

이상 위 결과로부터 부방파제를 적정간격으로 둔 이열 이기, 혹은 이열 삼기 배치가 일렬로 배치된 부방파제에 비해 재료절감과 정온해역의 범위확충이라는 측면에서 매우 효율적이라 판단된다.

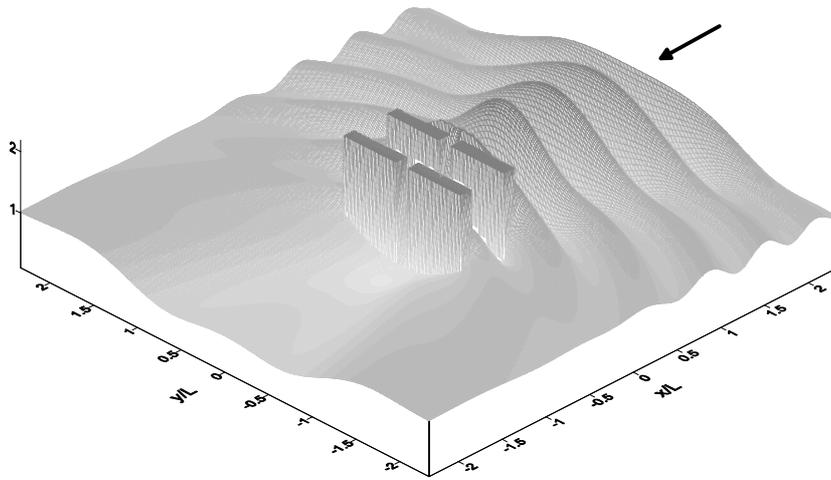


(a) $A/h=3.0, A/B=0.6, d/h=1.0, \theta=0^\circ$

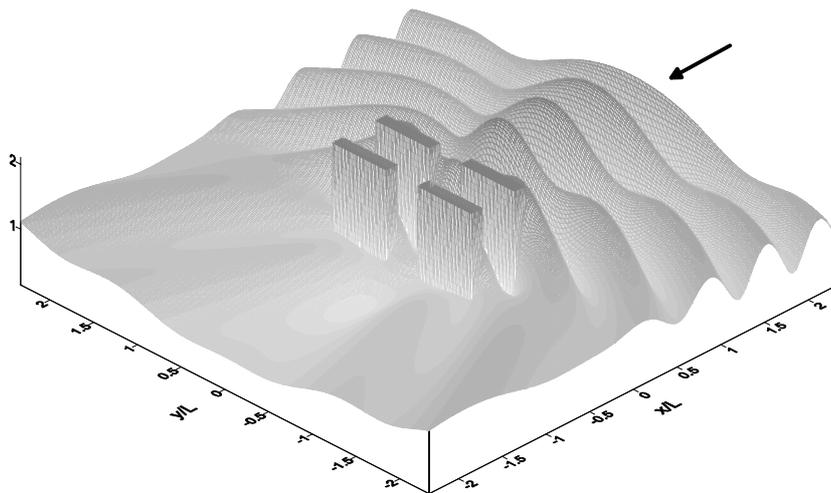


(b) $A/h=3.0, A/B=0.6, d/h=3.0, \theta=0^\circ$

Fig. 3-15 Oblique View of Wave Height Distributions for One-Rowed Rectangular FFBS($\sigma^2 h/g=0.5 \quad kh=0.772 \quad q=0.5$).

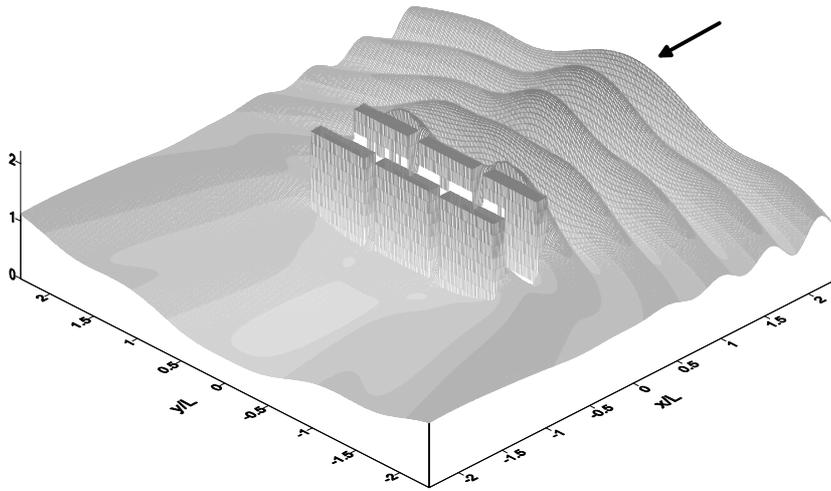


(a) $d/h=1.0, w/h=3.0, \theta=0^\circ$

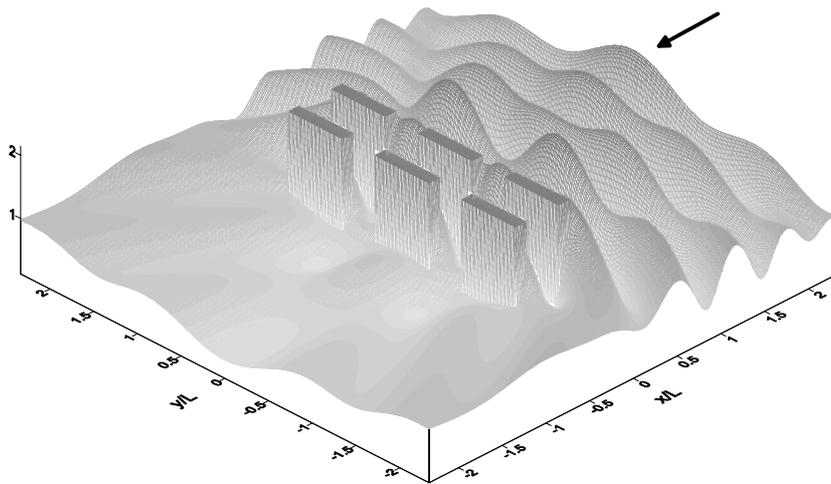


(b) $d/h=3.0, w/h=3.0, \theta=0^\circ$

Fig. 3-16 Oblique View of Wave Height Distributions for Two-Rowed Rectangular FFBS($\sigma^2 h/g=0.5$ $kh=0.772$ $q=0.5$).

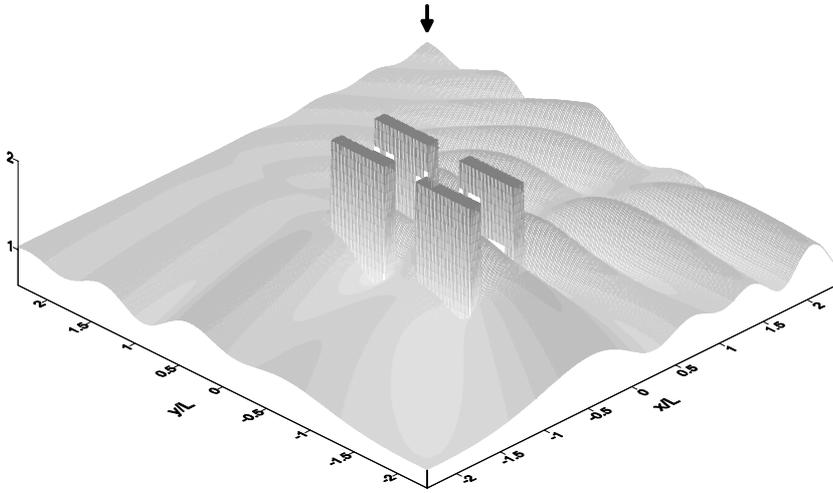


(a) $d/h=1.0, w/h=3.0, \theta=0^\circ$

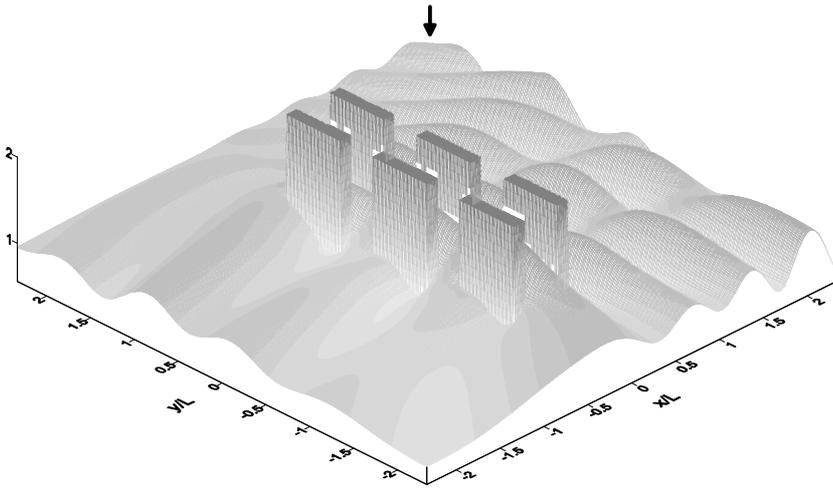


(b) $d/h=3.0, w/h=3.0, \theta=0^\circ$

Fig. 3-17 Oblique View of Wave Height Distributions for Two-Rowed Rectangular FFBs($\sigma^2 h/g=0.5$ $kh=0.772$ $q=0.5$).



(a) $d/h=3.0, w/h=3.0, \theta=45^\circ$



(b) $d/h=3.0, w/h=3.0, \theta=45^\circ$

Fig. 3-18 Oblique View of Wave Height Distributions for Two-Rowed Rectangular FFBs($\sigma^2 h/g=0.5$ $kh=0.772$ $q=0.25$).

第4章 結論

본 연구는 계류된 부방과제와 고정된 부방과제를 2차원으로는 고유함수전개법을 이용하고, 3차원은 井島 등(1974)과 김 등(2001)이 제시하였던 경계요소법과 고유함수전개법을 병용한 해석법을 이열 다기의 고정부방과제에 적용하여 3차원 파동장에 있어서 파랑제어기능을 검토하였다. 계류된 부방과제에서는 각 계류형식에 따라 해석한 결과 Open Catenary Mooring이 투과율에서 계류형식 중 가장 안정한 계류형식임을 알 수 있었고, 특히 계류력에 대해서는 기인장된 세가지 계류형식의 결과보다 매우 적은 계류력이 걸린다는 것을 알 수 있었다. 또, Vertical Mooring 형식은 높은 투과율과 매우 큰 계류력이 걸리므로, 실해역에 적합하지 않은 계류형식임을 알 수 있었다. 이 결과, Open Catenary Mooring 형식이 실해역에서 가장 많이 사용되는 계류형식임을 입증할 수 있었고, 그 대체용으로 Cross Catenary Mooring 형식이 적합하다 판단된다. 고정된 부방과제의 경우 단일 구조물에 대해 본 해석결과와 井島 등(1974)과 吉田 등(1992)에 의한 결과의 비교로부터 본 연구결과의 타당성을 검증하였고, 이에 의해 이열 이기, 이열 삼기 배치에 관한 파랑제어기능을 제시하였다. 이로부터 본 연구에서 대상으로 하는 이열 다기의 고정부방과제가 일열 배치보다 소요재료량을 절감시킬 수 있으며, 동시에 배후 정온해역의 범위를 확충시킬 수 있는 측면에서 그의 유용성을 확인할 수 있었다.

《參 考 文 獻》

- [1] 정원무, 편종근(1991). “천해역에 기인장 계류된 2차원 부방파제 운동 해석”, 한국해안·해양공학회지, 제3권, 제3호, pp.137-151.
- [2] 윤덕영, 허동수, 김도삼, 강주복(1995). “장주기파의 효율적인 제어를 위한 이열잡제의 최적간격”, 한국항만학회지, 제9권, 제2호, pp.51-64.
- [3] 김도삼, 양윤모(1996). “부방파제의 개발·연구동향과 그의 기초적인 특성에 관한 연구”, 1996년 학술발표회논문집(II), 대한토목학회, pp.441-444.
- [4] (주)서영기술단, (주)동아기술공사(2000). “어항기본설계 및 환경영향평가용역 동암항중간보고서”
- [5] 김도삼(2000). “다열잡제에 의한 파랑의 전달율과 반사율”, 대한토목학회논문집, 제20권, 제1-B호, pp.85-94.
- [6] 김도삼, 정성호, 이봉재, 김인철(2000). “경사업사파랑중의 수중구조물에 의한 Bragg반사”, 대한토목학회논문집, 제20권, 제5-B호, pp737-745.
- [7] 김도삼, 배은훈, 이봉재(2001). “3차원파동장에 있어서 복수열불투과성잡제에 의한 파랑제어에 관한 연구”, 한국해양공학회지, 제15권, 제3호, pp.107-113.
- [8] 豊島 修(1971). “離岸堤工法の設計指針”, 第18回海岸工学講演会論文集, pp.155-159
- [9] 井島武士, 田淵幹修, 湯村やす(1971). “矩形断面をもつ浮体の浅海波による自由運動-1.理論-”, 第18回海岸工学講演会論文集, pp.173-180.
- [10] 井島武士, 田淵幹修, 湯村やす(1972). “有限水深の波による矩形断面浮体の運動と波の変形”, 土木学会論文報告集, 第202号, pp.33-48.

- [11] 伊藤喜行, 千葉 繁(1972). “浮防波堤の水理に関する近似理論と応用”, 港湾技術研究所報告, 第11巻, 第2号, pp.137-165.
- [12] 井島武士, 湯村やす, 周 宗仁, 吉田明德(1974). “水底および水面附近の任意断面の固定柱状体による波の散乱と波力”, 土木学会論文報告集, 第228号, pp.29-43.
- [13] 井島武士, 吉田明德, 湯村やす(1975). “有限水深域の波による楕円および矩形浮体の運動と波の変形”, 土木学会論文報告集, 第244号, pp.91-105.
- [14] 井島武士, 吉田明德, 山本督夫(1978). “任意断面浮体の2次元繫留運動と波の変形”, 土木学会論文報告集, 第272号, pp.53-63.
- [15] 上田 茂, 白石 悟(1981). “カテナリー理論による最適繫留鎖の選定法および計算図表”, 港湾技術研究所技術資料, No.379, pp.1-55.
- [16] 清川哲志, 大山 巧, 小林 浩(1983). “グリーン関数法による任意形状浮体の動揺解析”, 土木学会論文報告集, 第332号, pp.55-65.
- [17] 永田修一, 中川有紀, 卷幡敏秋(1990). “3次元領域分割法による浮体運動の計算”, 海岸工学論文集, 第37巻, pp.699-703.
- [18] 永田修一, 藤田 孝, 三宅成司郎, 卷幡敏秋, 小田一紀(1991). “有限長の防波堤と3次元繫留浮体の波による干渉”, 海岸工学論文集, 第38巻, pp.771-775.
- [19] 中村孝幸, 野村周吾, 泉川学文, 森田知志(1992). “浮防波堤の平面的な配置法に関する研究”, 海岸工学論文集, 第39巻, pp.531-535.
- [20] 吉田明德, 村上啓介, 小野雅人(1992). “ポテンシャル接続法の選点解法による3次元波動境界値問題解析法”, 海岸工学論文集, 第39巻, pp.756-760.

- [21] 金 憲泰, 榎木 亨, 青木伸一(1993). “抗繫留浮体による波浪制御に関する実験的研究”, 海岸工学論文集, 第40巻, pp.901-905.
- [22] 土木学会 海岸工学委員会(1994). “海岸波動-波・構造物・地盤の相互作用の解析法-”, 平文社.
- [23] Joly, J(1905). "On floating breakwater", Scientific Proc. of the Royal Dublin Society, Vol. 3, pp.45-101.

Appendix

Catenary 理論

계류된 부방과제의 경우 Catenary 근사는 다음의 조건이 만족되어야 체인의 특성을 Catenary곡선으로 근사할 수 있다.

- 체인의 늘어남은 무시한다.
- 체인에 작용하는 유체력은 무시한다.
- 체인과 해저면과의 마찰은 무시한다.
- 체인 자체의 진동 등의 동적효과를 고려하지 않는다.
- 체인의 단위길이당의 중량이 일정해야한다.

체인의 계류의 경우 쇠자체의 늘어남은 무시할 정도로 작다. 그러므로, 계류삭에 의한 구속력은 부체착쇄점부터 해저면까지 늘어지는 부분의 자중에 의한 것이 Catenary장력이다. 일반적으로 Catenary장력은 변위에 대해서 비선형이지만, 부체의 운동변위가 계류삭의 길이에 비해 작은 경우, 초기균형상태부터의 변위량에 대해서 거의 선형적으로 변동하는 것으로 고려한다. 그러나, 평형상태로부터 크게 치우칠 때는 부체의 운동해석결과에 큰 오차가 생긴다. 그래서, 후술하는3가지의 선형근사모델을 제안한다.

● Slack 상태(이완상태)

이 상태는 Fig. 1에 표시된 것과 같이 체인의 일부가 Catenary이고, 이 외의 부분은 해저면에 착지하고 있는 상태이다. 이 경우 체인의 수평장력을 T_H , 연직장력을 T_V 라 하면, 전장력 T 는 다음으로 표시된다.

$$\begin{aligned} T_H &= a w \\ T_V &= \bar{s} w \\ T &= \sqrt{T_H^2 + T_V^2} \end{aligned} \tag{1}$$

단, w 는 체인의 단위 중량이고, a, \bar{s} 는 다음 식으로 결정된다.

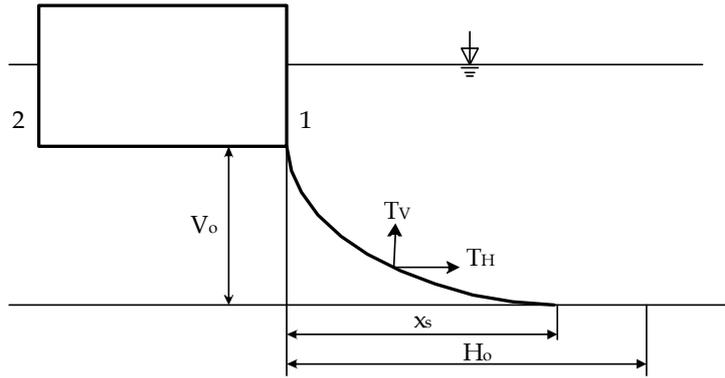


Fig. 1 Slack 상태

$$\frac{V_o}{a} = \cosh\left(\frac{H_o - S_o + \sqrt{V_o(V_o + 2a)}}{a}\right) - 1 \quad (2)$$

$$s = \sqrt{V_o(V_o + 2a)} \quad (3)$$

여기서, H_o 는 고정착쇄점과 부체측착쇄점의 수평거리, V_o 는 고정착쇄점과 부체측착쇄점의 연직거리, s_o 는 체인의 길이, a 는 Catenary의 parameter이다.

● 긴장상태

Fig. 1의 상태에서 부체가 점점 수평방향으로 이동하면, Fig. 2로 표시되는 것과 같이 체인은 고정착쇄점에서 해저면과 ϕ_b 의 각을 이루게 된다. 이 경우 Catenary식은 다음과 같이 표시된다.

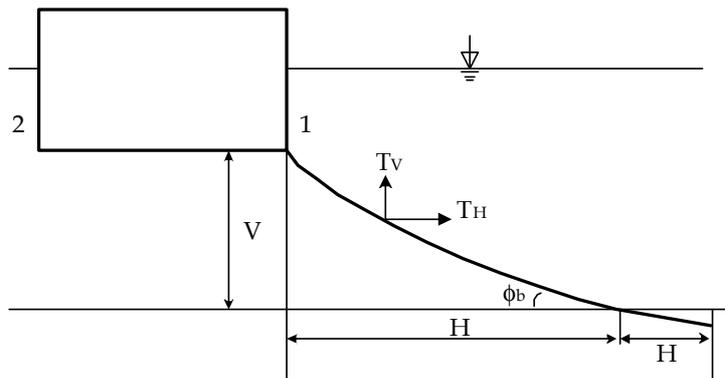


Fig. 2 긴장상태

$$s_o^2 - V^2 = 4 a^2 \sinh \frac{H}{2a} \quad (4)$$

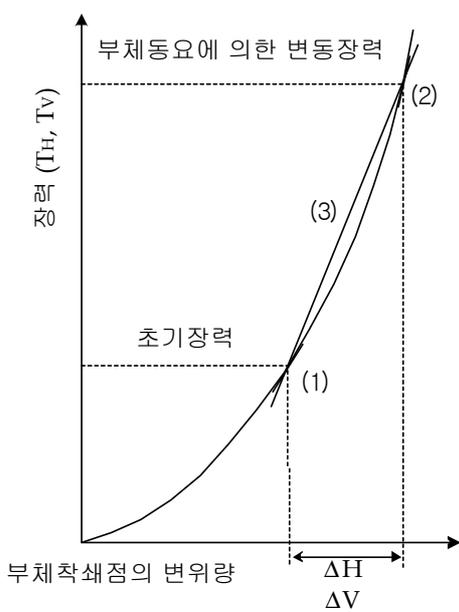
$$V = 2a \sinh \frac{(2H' + H)}{2a} \cdot \sinh \frac{H}{2a} \quad (5)$$

$$\bar{s} = a \sinh \frac{(H' + H)}{a} \quad (6)$$

여기서, H 은 체인이 가상적인 수평면과 이루는 각도가 0로 되는 점과 고정착쇄점과의 수평거리이다. 위 식에서 을 결정하여, 시 (1)에 수평장력, 연직장력, 전장력 를 구한다.

◆ 변동장력의 선형근사

그림2.3에 표시된 것과 같이 변동장력의 선형근사 하는 방법으로 3종류의 스프링정수를 사용한다.



(1) 초기 균형상태에서의 선형근사

초기장력이 작고, 부체의 운동변위도 작다고 가정하면, Catenary 장력을 초기균형상태로 접선근사한 경우, 변동장력의 수평, 연직성분 ΔT_H , ΔT_V 와 체인의 상단변위의 수평, 연직성분의 관계는 다음과 같이 표시된다.

$$\Delta T_H = C_{HH} \cdot \Delta H + C_{HV} \cdot \Delta V \quad (7)$$

$$\Delta T_V = C_{VH} \cdot \Delta H + C_{VV} \cdot \Delta V \quad (8)$$

위 식중 선형스프링정수는 slack 상태의 경우 다음처럼 된다.

Fig. 3 Catenary장력의 선형근사

$$C_{HH} = w \cdot (\sinh \frac{x_s}{a}) / FF \quad (9)$$

$$C_{HH} = C_{VH} = w(\cosh \frac{x_s}{a} - 1) / FF \quad (10)$$

$$C_{VV} = w(\frac{x_s}{a} \cosh \frac{x_s}{a} - \sinh \frac{x_s}{a}) / FF \quad (11)$$

$$FF = \frac{x_s}{a} \sinh \frac{x_s}{a} - 2(\cosh \frac{x_s}{a} - 1) \quad (12)$$

여기서, x_s 는 체인의 Catenary 부분으로 해저면에서의 투영길이를 다음과 같이 표시된다.

$$x_s = H_o - S_o + \sqrt{V_o(V_o + 2a)} \quad (13)$$

또, 체인의 상단 수평변위를 ΔH , 연직변위를 ΔV , 부체의 중심의 운동변위를 각각 α, β, w 를 사용하면 다음처럼 표시된다.

$$\begin{aligned} \Delta H_1 &= -\Delta H_2 = -\text{Real}[A + (qh + \overline{z_o})w] \\ \Delta V_1 &= \text{Real}[\beta + w] \\ \Delta V_2 &= \text{Real}[\beta - w] \end{aligned} \quad (14)$$

여기서, 첨자 1, 2는 부체 저면단의 외해측, 육측의 착쇄점이다. 그러므로, 부체에 작용하는 계류삭에 의한 수평반력 R_H , 연직반력 R_V 및 반력모멘트 M_R 은 다음과 같이 된다. 단, 계류삭은 외해측, 육측과도 수로의 폭방향에 2개씩 합 4개가 설치되어 있다.

$$\begin{aligned} R_H &= -K_{xx} \cdot \alpha - K_{\theta x} \cdot w \\ R_V &= -K_{zz} \cdot \beta \\ M_R &= -K_{\theta x} \cdot \alpha - K_{\theta\theta} \cdot w \end{aligned} \quad (15)$$

여기서, $K_{xx}, K_{x\theta}, K_{zz}, K_{\theta x}, K_{\theta\theta}$ 는 스프링 정수로 다음으로 주어진다.

$$K_{xx} = \frac{2g}{l} C_{HH}$$

$$K_{x\theta} = \frac{2g}{l} \{ (qh + \bar{z}_o) C_{HH} - l C_{HV} \}$$

$$K_{zz} = \frac{2g}{l} C_{VV}$$

$$K_{\theta x} = 2g \left\{ \frac{(qh + \bar{z}_o)}{l} C_{HH} - C_{HV} \right\}$$

$$K_{\theta\theta} = 2g \left\{ \frac{(qh + \bar{z}_o)^2}{l} C_{HH} - 2(qh + \bar{z}_o) C_{HV} + l C_{VV} \right\}$$

(2) 자유부체의 운동변위점에서 선형근사

이 방법은 아무 구속없이 운동하는 자유부체의 운동량을 미리 구해 부체저면단의 착쇄점의 변위량을 예측한다. 그래서, Fig.3에 표시된 것과 같이 예측 지점에서 Catenary 장력을 접선근사하는 방법으로, 이 방법은 체인계류에 의해 비교적 완만한 구속조건의 경우에, 자유부체의 운동량과 큰 오차가 없는 경우에 유효하다. 이 방법으로는 외해측과 육측의 체인의 선형스프링정수를 같게 한다. 결국, 반력, 반력모멘트는 다음 식으로 주어진다.

$$R_H = -K_{xx}\alpha - K_{xz}\beta - K_{x\theta}w$$

$$R_V = -K_{zx}\alpha - K_{zz}\beta - K_{z\theta}w \quad (16)$$

$$M_R = -K_{\theta x}\alpha - K_{\theta z}\beta - K_{\theta\theta}w$$

여기서,

$$K_{xx} = \frac{g}{l} (C_{HH1} + C_{HH2}), \quad K_{xz} = K_{zx} = \frac{g}{l} (C_{HV2} - C_{HV1}), \quad K_{zz} = \frac{g}{l} (C_{VV1} + C_{VV2})$$

$$K_{x\theta} = K_{\theta x} = \frac{g}{l} \{ (qh + \bar{z}_o)(C_{HH1} + C_{HH2}) - l(C_{HV1} + C_{HV2}) \}$$

$$K_{z\theta} = K_{\theta z} = \frac{g}{l} \{ (qh + \bar{z}_o)(C_{HV2} - C_{HV1}) - l(C_{VV2} - C_{VV1}) \}$$

$$K_{\theta\theta} = g \left\{ \frac{(qh + \bar{z}_o)^2}{l} (C_{HH1} + C_{HH2}) - 2(qh + \bar{z}_o)(C_{HV1} + C_{HV2}) + l(C_{VV1} + C_{VV2}) \right\}$$

여기서, 위 식들 중의 선형스프링정수 C_{HH}, C_{HV}, C_{VV} 는 slack 상태에서는 식 (2), (3), (9)~(12)를 사용하여, 외해측, 육측에 있어서 각각 구한다. 부체의 동요량이 증가하고 계류상태가 긴장상태로 될 경우는 식 (4)~(6)으로 다음 식을 사용하여 구한다.

$$C_{HH} = \frac{w \sinh(H/a)}{QQ} \quad (17)$$

$$C_{HV} = C_{VH} = w \left\{ \frac{\cosh H'}{a} (\cosh \frac{H}{a} - 1) + \frac{\sinh H'}{a} \sinh \frac{H}{a} \right\} / QQ \quad (18)$$

$$C_{VV} = w \left\{ \frac{H}{a} \cosh \frac{H'}{a} \cosh \frac{(H+H')}{a} - \sinh \frac{H}{a} \right\} / QQ \quad (19)$$

$$QQ = \frac{H}{a} \sinh \frac{H}{a} - 2(\cosh \frac{H}{a} - 1) \quad (20)$$

(3) 자유부체의 운동변위점과 초기균형점의 평균근사

부체가 계류되면 동요량은 억제된다. 여기서는 자유부체의 동요량보다도 적게 되는 값을 고려한다. 그래서, Fig. 3에 표시되는 것과 같이 초기균형점과 자유부체의 운동변위 점간의 평균적인 기울기로 스프링정수를 구해서 Catenary장력을 선형근사하는 방법이다. 자유부체의 운동변위지점에서의 수평, 연직장력 T_H, T_V 를 식 (1)~(6)을 사용해서 구하고, 초기균형점의 장력 T_{H_0}, T_{V_0} 로부터의 증가분 $\Delta T_H, \Delta T_V$ 로 부체착쇄점의 예측변위량에 의해 스프링 정수를 결정한다.

$$C_H = \frac{\Delta T_H}{\Delta H} \quad (21)$$

$$C_V = \frac{\Delta T_V}{\Delta V} \quad (22)$$

따라서, 반력 및 반력모멘트는 다음과 같다.

$$\begin{aligned} R_H &= -K_{xx} \alpha - K_{x\theta} w \\ R_V &= -K_{zz} \beta - K_{z\theta} w \\ M_R &= -K_{\theta x} \alpha - K_{\theta z} \beta - K_{\theta\theta} w \end{aligned} \quad (23)$$

여기서, $K_{xx} = \frac{g}{l}(C_{H1} + C_{H2})$

$$K_{x\theta} = K_{\theta x} = \frac{g(qh + \bar{z}_o)}{l}(C_{H1} + C_{H2}), \quad K_{zz} = g(C_{V1} + C_{V2})$$

$$K_{z\theta} = K_{\theta z} = g(C_{V1} - C_{V2})$$

$$K_{\theta\theta} = g \left\{ \frac{(qh + \bar{z}_o)^2}{l}(C_{H1} + C_{H2}) + l(C_{V1} + C_{V2}) \right\}$$

감사의 글

먼저 저를 이렇게 존재하게 하여주시고, 30여년 동안 묵묵히 저의 뒤를 지켜주신 부모님과 힘들 때마다 힘이 되어준 형에게 감사의 뜻을 전합니다.

보잘 것 없는 저를 학부, 대학원 생활 내내 지도하여 주시고, 따끔한 충고와 세심한 배려를 해주신 김도삼 교수님께 진심으로 감사의 말씀을 올립니다. 아울러, 토목공학과 교수님이신 이중우 교수님, 김태곤 교수님, 경갑수 교수님과 논문을 심사해주신 조호제 교수님 그리고, 바쁘신 와중에서도 인제대학교에서 많은 가르침을 주신 윤종성 교수님께도 감사의 말씀 올립니다.

연구실에서 생활하는 동안 많은 도움을 준 동수 형, 두행이 형, 동훈이 형, 광호, 승현, 은훈, 진풍, 동환, 영제, 옥진, 현상, 창훈, 미금, 그리고, 산업대학원 선생님들께도 감사하다는 말씀 드립니다.

마지막으로 하늘나라를 먼저 지키고 있는 친구 주진이와 지금 웅촌에서 매일 저희들의 건강을 염려 해주시는 주진이 어머니, 아버지께 이 논문을 바칩니다. 항상 건강하시길...