

工學碩士 學位論文

2차원 불규칙 파동장에 있어서
VOF법에 기초한 잠제에 의한 파랑에너지의
변화특성에 관한 연구

A Study on the Characteristics of Wave Energy Variation
by Submerged Breakwaters Based
on the VOF Method in Irregular Wave Field.

指導教授 金 度 三

2004年 2月

韓國海洋大學校 大學院

土木環境工學科 劉 炫 相

本 論 文 을 劉 炫 相 의 工 學 碩 士 學 位 論 文 으 로 認 准 함 .

委 員 長 工 學 博 士 慶 甲 秀 (印)

委 員 工 學 博 士 金 殆 坤 (印)

委 員 工 學 博 士 金 度 三 (印)

2004年 2月

韓 國 海 洋 大 學 校 大 學 院

土 木 環 境 工 學 科 劉 炫 相

**A Study on the Characteristics of Wave Energy Variation
by Submerged Breakwaters Based
on the VOF Method in Irregular Wave Field.**

by
Hyun Sang Yoo

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

ABSTRACT

There are many different kinds of coastal structures for the protection of coastal region from severe incident waves. Among them, submerged breakwater has been widely used as wave dissipator and sediment transport controller in such advanced countries as Japan because of having several additional functions, non-block of the view of the landscape, exchange of sea water and so on.

This study is to investigate numerically the characteristics of wave energy variations and transmission coefficient at the rear of submerged breakwater installed in irregular wave field using two-dimension numerical wave channel based on VOF method(Hirt and Nichols. 1981). The result of frequency spectrum analysis confirmed that spectral peaks at the rear of one-row submerged breakwater moves to short-period in case of occurrence of wave breaking and in case of two-row submerged breakwater, wave energy showed evenly on the whole.

In case of non-breaking, spectral peaks at the rear of submerged breakwater were converged in significant wave period. In case of changing distance between two-row submerged breakwaters, spectral band width has little difference and spectral peaks appeared in significant wave period.

The result of transmission coefficient confirmed that much wave energy passed at rear of submerged breakwater in case of non-breaking than breaking.

Therefore, it was provable that occurring scale of breaking plays an important role in wave control of submerged breakwater.

2차원 불규칙 파동장에 있어서 VOF법에 기초한 잠제에 의한 파랑에너지의 변화특성에 관한 연구

劉 炫 相

한국해양대학교 대학원
토목환경공학과

요약

고파랑으로부터 해안을 보호하기 위해 다양한 해안구조물이 건설되어 왔다. 그 중에서 잠제는 소파 및 표사제어라고 하는 본래의 기능 이외에 해역의 경관 유지와 해수교환성 등에 의한 해역환경의 개선효과를 기대할 수 있어 일본을 위시한 선진국에서 다수 시공되고 있다. 본 연구에서는 VOF(Hirt and Nichols, 1981)법에 기초한 2차원 수치파동수로를 이용하여 불규칙파동장 내에 설치된 불투과성 및 투과성 잠제 배후에서의 파랑에너지 변화특성과 쇄파의 발생규모에 따른 투과율을 검토하였다. 잠제 배후에서 주파수 스펙트럼의 해석결과에 따르면 잠제 천단상에서 쇄파가 발생한 경우 일렬잠제는 스펙트럼의 피크치가 단주기쪽으로 이동하였으며, 이렬잠제의 경우 전 주기대에서 파랑에너지가 고르게 분포됨을 확인할 수 있었다. 잠제의 천단상에서 쇄파가 발생하지 않은 경우 잠제 배후에서 주파수 스펙트럼의 피크가 유의주기대에 집중되어 있는 것을 확인할 수 있었다. 이격거리를 변화시킨 경우 주파수 스펙트럼의 미소한 차이는 있지만 모든 유의주기에서 주파수 스펙트럼의 밴드폭이 일치하고 있었으며, 주파수 스펙트럼의 피크 또한 유의주기대에서 나타나고 있다. 잠제 배후에서의 투과율을 검토한 결과 쇄파가 발생한 경우보다 쇄파가 발생하지 않은 경우에 상당량의 파랑에너지가 잠제 배후로 전달되는 것을 확인할 수 있었다. 따라서 쇄파의 발생규모가 잠제의 파랑제어능력에 중요한 역할을 하고 있음을 확인할 수 있었다.

目 次

Abstract	i
요약	iii
목차	iv
제 1장 서론	1
1.1 본 연구의 배경	1
1.2 본 연구의 목적	2
1.3 본 연구의 구성	3
제 2장 수치해석 이론	4
2.1 불투과성 잠재	4
2.1.1 기초방정식	4
2.1.2 기초방정식의 이산화	6
2.1.3 격자설정방법	10
2.1.4 SOLA SCHEME	11
2.2 VOF함수의 이론적 배경	14
2.2.1 VOF함수의 유도	14
2.2.2 VOF법에 의한 자유표면의 추정모델	15
2.2.3 VOF함수에 의한 자유표면의 결정	16
2.2.4 Donor-acceptor법을 이용한 VOF함수의 수치계산	20
2.3 경계조건	24
2.3.1 자유수면 경계조건	24
(1) 유속경계조건	25
(2) 압력경계조건	25
2.3.2 개경계조건	26
2.4 조파조건	27
2.4.1 불규칙파의 조파	27
2.4.2 난수의 발생방법	29
2.5 안정조건	30
2.6 해석결과	30

2.6.1 불규칙파의 조파검증	30
2.6.2 불투과성 잠제 배후에서의 파랑에너지 변화	31
제 3장 투과성 잠제	38
3.1 수치해석 이론	38
3.1.1 기초방정식	38
3.1.2 체적공극율과 면적공극율의 정의	40
(1) 체적공극율	40
(2) 면적공극율	40
3.1.3 유체저항	41
(1) 관성력	41
(2) 항력	42
3.1.4 기초방정식의 이산화	45
3.1.5 수치계산 방법	46
3.2 해석결과	47
제 4장 결론	53
4.1 불투과성 잠제	53
4.2 투과성 잠제	53
<참고문헌>	55

제 1장. 서론

1.1 연구의 배경

외해에서 내습하는 파랑으로부터 연안역의 주요 시설물을 보호하고 해역을 정화하기 위해 연안역 주변에 직립제, 경사제 혹은 혼성제 등 다양한 방파제를 건설하여 왔다. 그러나 이러한 구조물들의 건설시 요구되는 막대한 공사비와 연안역의 수질오염으로 인한 생태계의 파괴가 문제로 대두되면서 최근에는 방파제의 본래의 목적 이외에 항내의 환경오염을 최소화할 수 있는 다양한 형태의 파랑제어 구조물이 제안되고 있다. 그 중에서 잠제는 경제적 측면과 환경적 측면을 모두 고려할 수 있는 구조물로써 다음과 같은 장점을 지니고 있다.

1. 잠제 천단상에서 쇄파 발생시 aeration에 의한 다량의 공기공급으로 잠제 배후 수역의 수질개선에 도움을 줄 수 있다.
2. 수중에 건설되므로 자연 그대로의 경관을 유지할 수 있으며, 천단상을 통해 외해로부터의 해수 유입이 가능하다.
3. 인공 Reef의 역할을 하므로 주변 생태계를 포함한 해양환경 개선에 도움을 줄 수 있다.
4. 형태가 단순하므로 시공이 유리하며, 공사비가 절감된다.
5. 연약지반상에 지반의 개량없이 건설될 수 있다.

그러나 잠제는 일반적으로 중력식이나 경사제 등과 같은 구조물에 비해 입사하는 파랑에너지의 투과율이 높기 때문에 잠제천단상에서 강제쇄파를 유도해 잠제 배후로 투과되는 파랑에너지를 제어하는 것이 일반적이다. 이러한 잠제상에서 쇄파를 수반한 복잡한 파랑변형과정 때문에 잠제구조물은 많은 연구자들의 관심의 대상이었다(中村, 1966 ; 加藤, 1977). 하지만 지금까지의 연구들은 잠제상에서 발생하는 쇄파현상에 대해 수치적으로 해석하기에는 어려움이 있어 주로 실험에 의존하여 왔고(畠田 등, 1977 ; 權 등, 1996), 규칙파를 대상으로 하는 투과율과 반사율과 같은 소파성능에 중점을 둔 연구가 대부분이다(金, 2000).

1.2 연구의 목적

쇄파에 대한 연구가 지속되면서 수치실험에 의존해 오던 쇄파문제를 수치적으로 접근하려는 해석기법들이 다양하게 제안되고 있다. 이러한 쇄파에 관한 수치해석의 연구로는 경계적분방정식에 의한 2차원 파동장에서 쇄파시 수면파형을 재현하고 있는 Longuet-Higgins and Cokelet(1976), Kioka(1983), Dold and Peregrine(1984), 織田 등(1993), 金 등 (1997, 1998)과 MAC법을 이용한 Welch et al.(1966) 등의 연구가 있다. 하지만 경계적분방정식은 포텐셜이론에 기초하고 있어 쇄파후의 파랑변형 및 파의 재생성과정을 설명할 수 없으며, MAC법은 자유표면의 계산시 많은 시간과 용량을 필요로 하므로 3차원으로 확장이 곤란한 단점이 있다. 이에 쇄파를 포함한 자유수면을 추적할 수 있는 VOF(Volume of Fluid Method; Hirt and Nichols, 1981)법을 활용한 수치파동수로의 개발에 대한 연구가 최근 활발하게 이루어지고 있으며, 해안공학 분야에서도 파·지반·구조물과의 상호작용해석(蔣 등, 2000) 및 잠제에 작용하는 불규칙파의 파력특성의 해석(許 등, 2000)에 적용되고 있다. 그러나 VOF법은 자유수면만을 추적하기 위한 기법이므로 해안공학분야에 적용하기 위해서는 적절한 경계조건의 설정이 필요하다. 최근 해안공학분야에서는 각 경계에서 효과적인 수치모의를 가능케 할 수 있는 경계조건을 부가하여 VOF법을 이용한 수치파동수로에 대한 연구가 중점적으로 이루어지고 있다. 대표적인 예로 CADMAS-SURF(海岸開發技術研究中心, 2001)와 VOFbreak²(Troch; 1997), SKYLLA(van der Meer; 1992) 등이 있다. 국내에서는 金 등(2001, 2002)과 李(2002)가 VOF법을 기초로 하여 개경계조건과 수치조파기법을 이용한 수치파동수로를 제안한 바 있다. 그러나 상술한 기법들을 활용한 연구의 대부분은 규칙파에 대한 연구가 주류를 이루었고 실제 해양에서의 파와 유사한 특성을 갖는 불규칙파를 대상으로 한 연구는 미진한 실정이다. 따라서 본 연구에서는 수로 양 끝단에 부가감쇠영역이 설정된 金 등(2001, 2002)과 李(2002)가 제안한 2차원 수치파동수로와 셀 크기의 변화와 함께 연직방향의 유속을 가상감쇠력으로 서서히 감쇠시켜 파랑에너지를 흡수하는 Hinatsu(1992)의 개경계처리법을 적용하여, 2차원 불규칙파동장에 설치된 불투과성 잠제와 투과성 잠제에 대해 스펙트럼해석을 통한 파랑에너지의 변화특성 그리고 쇄파의 발생여부에 따른 잠제 배후에서의 투과율을 검토하는 것을 목적으로 한다.

1.3 연구의 구성

본 연구는 총 4장으로 구성되며, 제 1장에서 본 연구의 배경과 목적 및 구성에 대해 서술한다.

제 2장에서는 불투과성 잠제에 대한 2차원 과동장을 해석하기 위한 기초방정식, VOF이론, 경계조건, 불규칙과의 조파방법 및 수치해석법 등에 관해 서술하며, 이를 일렬과 이열 불투과성 잠제에 적용하여 구조물 배후에서 파랑에너지의 변화와 투과율을 검토한다.

제 3장에서는 투과성 잠제에 대한 기초방정식, VOF이론과 경계조건 및 조파조건을 적용하여 일렬과 이열 투과성 잠제의 배후에서 파랑에너지의 변화와 투과율을 검토한다.

제 4장에서는 불투과성 잠제 및 투과성 잠제에 대한 제 3장과 제 4장에 얻어진 중요한 결과를 요약하여 본 연구의 결론으로 제시한다.

끝으로 본 연구에서 인용한 참고문헌을 수록한다.

제 2장 수치해석 이론

2.1 불투과성 잠재

2.1.1 기초방정식

본 연구에서는 **Fig. 2.1**에 나타낸 것과 같이 해석영역 양쪽에 부가감쇠영역을 설정하고, 유체영역내에 line-source가 설치된 2차원 수치과동수로를 고려한다.

유체를 비압축성의 점성유체로 가정하면 Poisson 방정식 (2.1)의 연속방정식과 유체의 점성을 고려한 운동방정식 (2.2), (2.3)으로 나타낼 수 있다.

$$\nabla \cdot u = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = S^* \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) + \frac{\nu}{3} \frac{\partial S^*}{\partial x} \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -g_z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) + \frac{\nu}{3} \frac{\partial S^*}{\partial z} - \lambda w \quad (2.3)$$

여기서, $S^* = S(z, t)\delta(x - x_s)$ 로 조파위치 $x = x_s$ 에서의 조파 source 밀도, δ 는 Dirac delta 함수, u, w 는 각각 유체의 x, z 방향의 속도, ρ 는 유체의 밀도, p 는 압력, g_z 는 중력가속도, λ 는 부가감쇠영역에서의 감쇠계수를 나타낸다.

다음으로 자유표면을 추적하기 위해 Hirt and Nichols(1981)가 제안한 유체에 있어서는 1, 그 밖의 영역에서는 0의 값을 갖고 유체의 체적율을 나타내는 VOF함수 $F(x, z, t)$ 를 도입한다. 이 때 VOF함수 F 의 이류방정식은 다음의 식과 같이 주어진다.

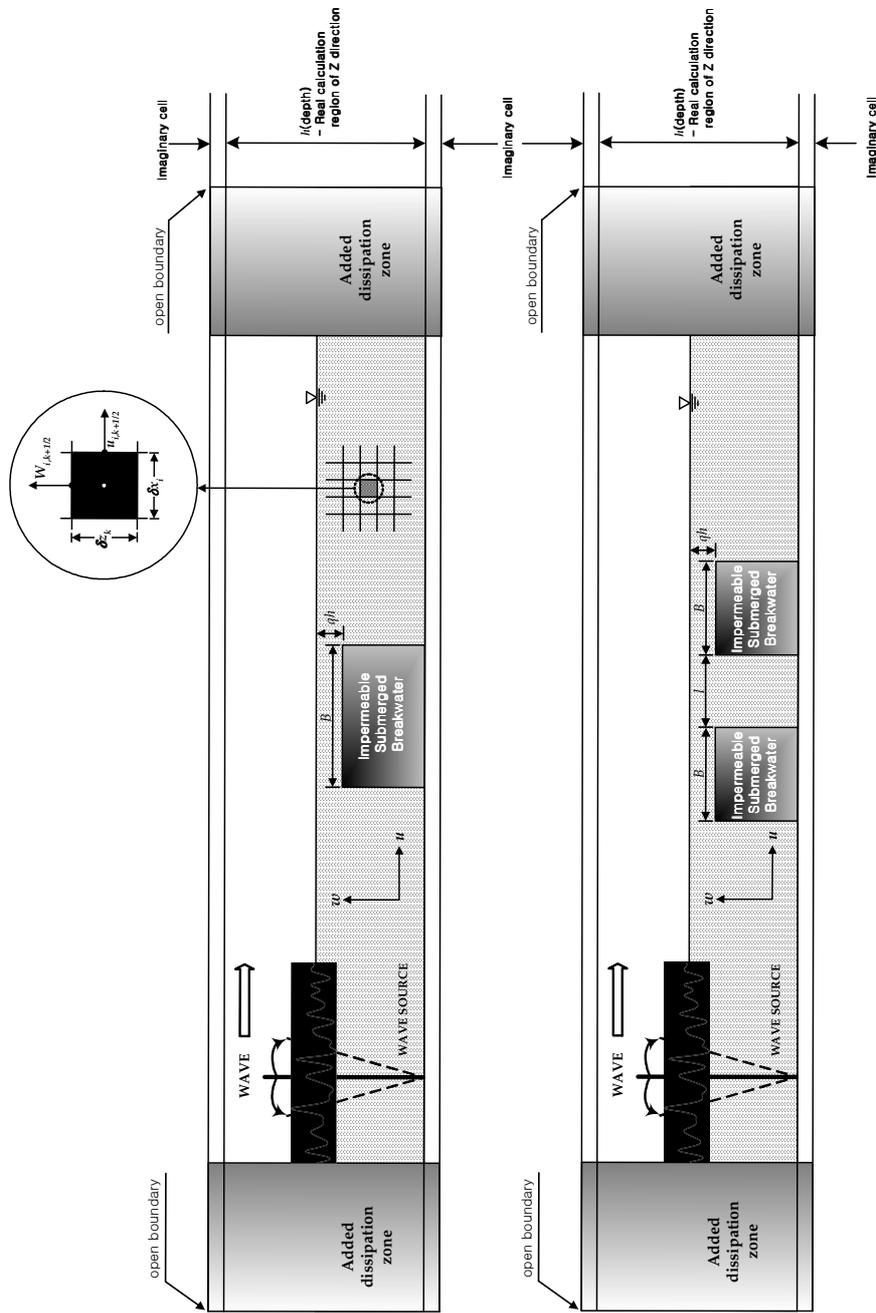


Fig. 2.1 Definition Sketch for Analysis of Impermeable Submerged Breakwater

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\partial Fu}{\partial x} + \frac{\partial Fw}{\partial z} = FS^* \quad (2.4)$$

2.1.2 기초방정식의 이산화

연속방정식을 셀 중앙에서 2차정도의 중앙차분으로 근사시키면, 다음과 같이 이산화된다.

$$\left[\frac{u_{i+1/2,k}^{n+1} - u_{i-1/2,k}^{n+1}}{\delta x_i} + \frac{w_{i,k+1/2}^{n+1} - w_{i,k-1/2}^{n+1}}{\delta z_k} \right] = S_{i,k}^{*n+1} \quad (2.5)$$

여기서, 윗첨자와 아래첨자는 각각 시간스텝과 공간스텝을 나타낸다. 운동방정식에 있어서 이류항을 수치확산을 제어하기 위해 증여(donor)차분으로 근사시키고, 시간항을 전진차분으로, 나머지에 중앙차분으로 근사시키는 양해법(explicit method)을 도입한다.

식 (2.2)의 이류항 $\left(u \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i+1/2,k}$ 에 대한 차분을 고려하면 다음과 같다.

$$\left(u \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i+1/2,k} = \frac{u_{i+1/2,k}}{\delta x_i + \delta x_{i+1}} \left[\delta x_i \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i+1,k} + \delta x_{i+1} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i,k} \right] \quad (2.6)$$

$u_{i+1/2,k}$ 의 방향을 왼쪽에서 오른쪽으로 향하는 방향을 (+)의 방향으로 하여 방향에 따른 상류차분을 고려하면 다음과 같다.

$$IF \quad u_{i+1/2,k} > 0 \quad then \quad u_{i+1/2,k} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i,k} \quad (2.7)$$

$$IF \quad u_{i+1/2,k} < 0 \quad then \quad u_{i+1/2,k} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i+1,k} \quad (2.8)$$

따라서 식 (2.6)과 식 (2.7), (2.8)을 모두 고려하기 위한 매개변수 α 를 도입하여 정

리하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} & \frac{u_{i+1/2, k}}{\delta x_{a1}} \left[\delta x \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i+1, k} + \delta x_{i+1} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i, k} \right. \\ & \left. + \alpha \operatorname{sgn}(u_{i+1/2, k}) \left\{ \delta x_{i+1} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i, k} - \delta x \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i+1, k} \right\} \right] \end{aligned} \quad (2.9)$$

$$\delta x_{a1} = \delta x_i + \delta x_{i+1} + \alpha \operatorname{sgn}(u_{i+1/2, k}) (\delta x_{i+1} - \delta x_i) \quad (2.10)$$

여기서, $\alpha = 1$ 일 경우는 Courant 조건을 만족하면서 안정성을 확보할 수 있는 1차 정도의 상류차분(upstream difference)이 되고, $\alpha = 0$ 일 경우는 정도는 높지만 불안정성이 증가하는 2차 정도의 중앙차분이 된다. 따라서 본 연구에서는 이를 모두 고려하는 $\alpha = 0.5$ 를 적용하는 것으로 한다.

이와 같은 방법을 운동방정식의 이류항에 적용시키고, 나머지항에 중앙차분근사를, 시간항에는 전진차분근사를 적용하면 운동방정식은 다음과 같이 이산화된다.

$$u_{i+1/2, k}^{n+1} = u_{i+1/2, k}^n + \delta t [prex^n - ADux^n - ADuz^n + Visx^n + Swx^n] \quad (2.11)$$

$$w_{i, k+1/2}^{n+1} = w_{i, k+1/2}^n + \delta t [-g_z - prez^n - ADwx^n - ADwz^n + Visz^n + Swz^n] \quad (2.12)$$

여기서,

$$\begin{aligned} ADux^n = & \frac{u_{i+1/2, k}^n}{\delta x_{a1}} \left[\delta x \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i+1, k}^n + \delta x_{i+1} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i, k}^n \right. \\ & \left. + \alpha \operatorname{sgn}(u_{i+1/2, k}) \left\{ \delta x_{i+1} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i+1/2, k+1/2}^n + \delta x \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i+1, k}^n \right\} \right] \end{aligned} \quad (2.13)$$

$$\begin{aligned}
ADuz^n &= \frac{w_{i+1/2,k}^n}{\delta z_{a1}} \left[\delta z_{k-1/2} \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)_{i+1/2, k+1/2} \right. \\
&\quad \left. + \delta z_{k+1/2} \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)_{i+1/2, k-1/2} + a \operatorname{sgn}(w_{i+1/2, k}) \right. \\
&\quad \left. \left\{ \delta z_{k+1/2} \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)_{i+1/2, k-1/2} - \delta z_{k-1/2} \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)_{i+1/2, k+1/2} \right\} \right] \quad (2.14)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
Visx^n &= v \left[\frac{1}{\delta x_{i+1/2}} \left\{ \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i+1, k}^n - \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i, k}^n \right\} \right. \\
&\quad \left. + \frac{1}{\delta z_k} \left\{ \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)_{i+1/2, k+1/2}^n - \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)_{i+1/2, k-1/2}^n \right\} \right] \quad (2.15)
\end{aligned}$$

$$prex^n = -\frac{1}{\rho} \left[\frac{p_{i+1, k}^n - p_{i, k}^n}{\delta x_{i+1/2}} \right] \quad (2.16)$$

$$Swx^n = \frac{v}{3} \frac{s_{i+1, k}^n - p_{i, k}^n}{\delta x_{i+1/2}} \quad (2.17)$$

$$\begin{aligned}
ADux^n &= \frac{u_{i, k+1/2}^n}{\delta x_{a2}} \left[\delta x_{i-1/2} \left(\frac{\partial w}{\partial x} \right)_{i+1/2, k+1/2}^n \right. \\
&\quad \left. + \delta x_{i+1/2} \left(\frac{\partial w}{\partial x} \right)_{i-1/2, k+1/2} + a \operatorname{sgn}(u_{i, k+1/2}) \right. \\
&\quad \left. \left\{ \delta x_{i+1/2} \left(\frac{\partial w}{\partial x} \right)_{i-1/2, k+1/2}^{n-\delta x_{i-1/2}} - \left(\frac{\partial w}{\partial x} \right)_{i+1/2, k+1/2}^n \right\} \right] \quad (2.18)
\end{aligned}$$

$$ADwz^n = \frac{w_{i, k+1/2}^n}{\delta z_{a2}} \left[\delta z_k \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)_{i, k+1}^n + \delta z_{k+1} \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)_{i, k}^n \right]$$

$$+ \alpha \operatorname{sgn}(w_{i, k+1/2}) \left\{ \delta_{z_{k+1}} \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)_{i, k}^n - \delta_{z_k} \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)_{i, k}^n \right\} \quad (2.19)$$

$$\begin{aligned} \operatorname{Vis}z^n = v \left[\frac{1}{\delta x_i} \left\{ \left(\frac{\partial w}{\partial x} \right)_{i+1/2, k+1/2}^n - \left(\frac{\partial w}{\partial x} \right)_{i-1/2, k+1/2}^n \right\} \right. \\ \left. + \frac{1}{\delta z_{k+1/2}} \left\{ \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)_{i, k+1}^n - \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)_{i, k}^n \right\} \right] \quad (2.20) \end{aligned}$$

$$\operatorname{per}z^n = -\frac{1}{\rho} \left[\frac{\rho_{i, k+1}^n - \rho_{i, k}^n}{\delta z_{k+1/2}} \right] \quad (2.21)$$

$$\operatorname{Sw}z^n = \frac{v}{3} \frac{S_{i, k+1}^n - S_{i, k}^n}{\delta z_{k+1/2}} - \lambda_{i, k+1/2} w_{i, k+1/2}^n \quad (2.22)$$

또한,

$$\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i, k}^n = \frac{u_{i+1/2, k}^n - u_{i-1/2, k}^n}{\delta x_i} \quad (2.23)$$

$$\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i+1, k}^n = \frac{u_{i+1/2, k}^n - u_{i+1/2, k}^n}{\delta x_{i+1}} \quad (2.24)$$

$$\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)_{i+1/2, k+1/2}^n = \frac{u_{i+1/2, k+1}^n - u_{i+1/2, k}^n}{\delta z_{i+1/2}} \quad (2.25)$$

$$\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)_{i+1/2, k-1/2}^n = \frac{u_{i+1/2, k}^n - u_{i+1/2, k-1}^n}{\delta z_{i-1/2}} \quad (2.26)$$

$$\delta x_{i-1/2} = \frac{1}{2} (\delta x_{i-1} + \delta x_i) \quad (2.27)$$

$$\delta x_{i+1/2} = \frac{1}{2} (\delta x_i + \delta x_{i+1}) \quad (2.28)$$

$$\delta z_{k-1/2} = \frac{1}{2} (\delta z_{k-1} + \delta z_k) \quad (2.29)$$

$$\delta z_{k+1/2} = \frac{1}{2} (\delta z_k + \delta z_{k+1}) \quad (2.30)$$

$$\delta x_{\alpha_1} = \delta x_i + \delta x_{i+1} + \alpha \operatorname{sgn}(u_{i+1/2, k}^n) (\delta x_{i+1} - \delta x_i) \quad (2.31)$$

$$\delta z_{\alpha_1} = \delta z_{k-1/2} + \delta z_{k+1/2} + \alpha \operatorname{sgn}(w_{i+1/2}^n) (\delta z_{k+1/2} - \delta z_{k-1/2}) \quad (2.32)$$

$$\delta x_{\alpha_2} = \delta x_{i-1/2} + \delta x_{i+1/2} + \alpha \operatorname{sgn}(u_{i, k+1/2}^n) (\delta x_{i+1/2} - \delta x_{i-1/2}) \quad (2.33)$$

$$\delta z_{\alpha_2} = \delta z_k + \delta z_{k+1} + \alpha \operatorname{sgn}(w_{i, k+1/2}^n) (\delta z_{k+1} - \delta z_k) \quad (2.34)$$

$$u_{i, k+1/2}^n = \frac{\delta z_k (u_{i+1/2, k+1}^n + u_{i-1/2, k+1}^n) + \delta z_{k+1} (u_{i+1/2, k}^n + u_{i-1/2, k}^n)}{2 (\delta z_k + \delta z_{k+1})} \quad (2.35)$$

$$w_{i+1/2, k}^n = \frac{\delta x_i (w_{i+1, k+1/2}^n + w_{i+1, k-1/2}^n) + \delta x_{i+1} (w_{i, k+1/2}^n + w_{i, k-1/2}^n)}{2 (\delta x_i + \delta x_{i+1})} \quad (2.36)$$

그리고 δt 는 시간스텝, $ADux^n, ADuz^n, ADvx^n, ADwz^n$ 은 대류항, $Visx^n, Visz^n$ 는 점성항, $prex^n, prez^n$ 은 압력항, Swx^n, Swz^n 은 조파 source와 부가감쇠항에 의한 부가항을 나타낸다.

2.1.3 격자설정 방법

본 수치해석기법은 유한차분법에 기초를 두고 있으므로 계산영역을 직사각형의 격자

로 나누고, 셀 전체에 유체가 있는 경우를 유체셀, 셀 전체에 기체가 있는 경우를 기체셀, 셀 내에 유체와 기체가 혼합된 경우를 표면셀, 셀 전체에 구조물이 있는 경우를 구조물 셀로 정의한다. 셀 주위에는 직접 계산에 이용되지는 않지만 경계처리에 필요한 가상셀을 두며, 각 셀에서의 유속 u, w 를 각각 셀 경계인 오른쪽과 위쪽에 위치시키고, 압력 p , 조파 source S 및 VOF함수 F 를 각각 셀 중앙에 위치시키는 엇갈린 격자(staggered mesh)를 적용한다.

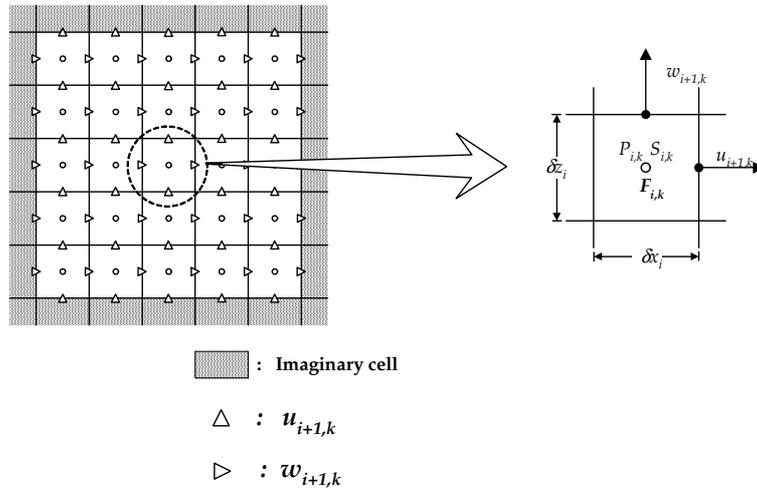


Fig. 2.2 Staggered mesh

2.1.4 SOLA Scheme

식 (2.11)과 (2.12)와 같은 차분근사식에 의해 시간 $n\delta t$ 에서의 유속과 압력 등의 값을 가지고 시간 $(n+1)\delta t$ 에서의 유속 $u_{i+1/2,k}^{n+1}$, $w_{i,k+1/2}^{n+1}$ 을 계산할 수 있지만 운동방정식만으로 산정된 유속과 압력은 연속방정식을 만족하지 않는다. 따라서 연속방정식을 만족하도록 압력을 적당히 조절하여 유속을 개선할 필요가 있다. 즉, 각 셀에서 발산 $D_{i,k}$ 가 $D_{i,k}=0$ 이 되도록 유속 u^{n+1} , w^{n+1} 과 압력 p^{n+1} 을 계산한다.

$$D_{i,k} = \left[\frac{u_{i+1/2,k}^{n+1} - u_{i-1/2,k}^{n+1}}{\delta x_i} + \frac{w_{i,k+1/2}^{n+1} - w_{i,k-1/2}^{n+1}}{\delta z_k} - S_{i,k}^{*n+1} \right] \quad (2.37)$$

식 (2.37)은 $D_{i,k} < 0$ 의 경우는 셀 내로 질량이 유입한다는 것을 의미하므로 셀에 있어서 압력 $p_{i,k}$ 를 증가시켜 질량의 유입을 차단시켜야하고, $D_{i,k} > 0$ 의 경우는 압력 $p_{i,k}$ 가 감소되어야 한다. 따라서 $D_{i,k}$ 는 압력 $p_{i,k}$ 의 함수로써 식 (2.38)과 같이 고려될 수 있다.

$$D_{i,k} = D(p_{i,k}) \quad (2.38)$$

식 (2.38)에서 $D(p_{i,k}) = 0$ 의 해를 구하기 위해 **Fig.2.3**의 Newton-Raphson법을 이용한다.

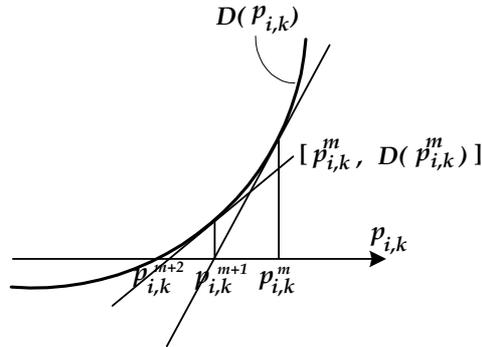


Fig. 2.3 Newton-Raphson method

Fig. 2.3에서 $D(p_{i,k})$ 의 한점 $[p_{i,k}^m, D(p_{i,k}^m)]$ 에서의 접선과 $p_{i,k}$ 축과의 교점의 좌표를 $p_{i,k}^{m+1}$ 이라고 하면 식 (2.39)를 얻을 수 있다.

$$\left(\frac{\partial D(p_{i,k}^m)}{\partial p_{i,k}} \right) = - \frac{D(p_{i,k}^m)}{p_{i,k}^{m+1} - p_{i,k}^m} \quad (m = 1.2.3. \dots) \quad (2.39)$$

위의 식을 재정리하면 다음과 같이 된다.

$$\delta p_{i,k}^m = p_{i,k}^{m+1} - p_{i,k}^m = -D(p_{i,k}^m) \left(\frac{\partial D(p_{i,k}^m)}{\partial p_{i,k}} \right)^{-1} \quad (2.40)$$

식 (2.40)에서 발산 $D(p_{i,k}^m)$ 를 압력 $p_{i,k}$ 로 편미분한 값을 β 로 하면 다음과 같이 표현된다.

$$\delta p_{i,k} = D_{i,k} \beta \quad (2.41)$$

여기서,

$$\beta = \frac{\rho}{2\delta t (\overline{\zeta}_{i+1/2} + \overline{\zeta}_{i-1/2} + \overline{\zeta}_{k+1/2} + \overline{\zeta}_{k-1/2})} \quad (2.42)$$

$$\overline{\zeta}_{i+1/2} = \frac{1}{\delta x_i (\delta x_{i+1} + \delta x_i)} \quad (2.43)$$

$$\overline{\zeta}_{i-1/2} = \frac{1}{\delta x_i (\delta x_i + \delta x_{i-1})} \quad (2.44)$$

$$\overline{\zeta}_{i+1/2} = \frac{1}{\delta z_k (\delta z_{k+1} + \delta z_k)} \quad (2.45)$$

$$\overline{\zeta}_{i-1/2} = \frac{1}{\delta z_k (\delta z_k + \delta z_{k-1})} \quad (2.46)$$

식 (2.41)에 의해 $\delta p_{i,k}^m$ 이 계산되면 발산 $D(p_{i,k}) = 0$ 으로 하는 유속 u^{m+1} , w^{m+1} 은 다음의 식으로 산정될 수 있다.

$$p_{i,k}^{m+1} = p_{i,k}^m + \delta p_{i,k}^m \quad (2.47)$$

$$u_{i+1/2,k}^{m+1} = u_{i+1/2,k}^m + \delta t \delta p_{i,k}^m / [\rho \delta x_{i+1/2}] \quad (2.48)$$

$$w_{i-1/2, k}^{m+1} = w_{i-1/2, k}^m - \delta t \delta p_{i, k}^m / [\rho \delta x_{i-1/2}] \quad (2.49)$$

$$w_{i, k+1/2}^{m+1} = w_{i, k+1/2}^m + \delta t \delta p_{i, k}^m / [\rho \delta z_{k+1/2}] \quad (2.50)$$

$$w_{i, k-1/2}^{m+1} = w_{i, k-1/2}^m - \delta t \delta p_{i, k}^m / [\rho \delta z_{k-1/2}] \quad (2.51)$$

위의 계산을 계산영역의 모든 셀에 있어서 발산 $D(p_{i, k})$ 의 수렴판정기준을 만족할 때까지 반복수행한다. 본 연구에서는 수렴판정기준을 $\varepsilon_p = 1.0 \times 10^{-3}$ 로 하여 계산을 수행하였다.

2.2 VOF 함수의 이론적 배경

2.2.1 VOF함수의 유도

2차원 공간을 운동하는 유체입자 $\mathcal{T}(x, z, t)$ 에 대해 $\mathcal{T}(x, z, t) = 0$ 가 성립되는 경우에 최초위치 (x, z) 에서 입자가 운동하여 $t + \delta t$ 에는 $(x + u\delta t, z + w\delta t)$ 로 이동하였다면 함수 $\mathcal{T}(x, z, t)$ 는 식 (2.52)로 표현될 수 있다.

$$\mathcal{T}(x + u\delta t, z + w\delta t, t + \delta t) = \mathcal{T} + u\delta t \frac{\partial \mathcal{T}}{\partial x} + w\delta t \frac{\partial \mathcal{T}}{\partial z} + \delta t \frac{\partial \mathcal{T}}{\partial t} \quad (2.52)$$

또한 함수 $\mathcal{T}(x, z, t) = 0$ 이므로 식 (2.52)는 다음과 같이 주어진다.

$$\frac{\partial \mathcal{T}}{\partial t} + u \frac{\partial \mathcal{T}}{\partial x} + w \frac{\partial \mathcal{T}}{\partial z} = 0 \quad (2.53)$$

여기서, $\mathcal{T}(x, z, t) \cong F(x, z, t) - 1 = 0$ 로 근사시키면 다음과 같은 VOF함수의 이류방정식을 얻을 수 있다.

$$\frac{\partial F}{\partial t} + u \frac{\partial F}{\partial x} + w \frac{\partial F}{\partial z} = 0 \quad (2.54)$$

식 (2.54)에 정의된 함수 $F(x, z, t)$ 는 점 (x, z) 가 유체에 포함된 경우에는 $F(x, z, t) = 1$ 로 주어지며, 이는 점 (x, z) 의 근방이 대부분 유체영역임을 의미한다. 반대로 $F(x, z, t) = 0$ 은 기체영역상태임을 나타낸다. 식 (2.54)를 초기상태 $t = 0$ 에서 $F(x, z, t) = 1$ 을 만족하는 점에 대해서 계산을 수행하면 유체상태에 있어서 대부분의 점의 시간거동을 표현할 수 있지만 자유표면의 위치는 $F = 1$ 과 $F = 0$ 인 점의 사이에 있는 영역에 존재한다는 것을 알 수 있을 뿐 VOF함수 F 는 다른 물리적인 의미를 가지지는 않는다.

여기서 유체를 비압축성유체로 가정하였으므로 식 (2.1)을 적용해 식 (2.54)를 미소체적에 유속을 가지고 유입·유출하는 유체의 보존형으로 표현할 수 있다.

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\partial F u}{\partial x} + \frac{\partial F w}{\partial z} = F S^* \quad (2.55)$$

이상으로 VOF함수 F 를 유체의 체적율로 고려할 수 있고, 식 (2.55)를 유체영역뿐만 아니라 기체상태의 영역까지 포함하여 해석영역 전체에 적용할 수 있다.

2.2.2 VOF법에 의한 자유표면의 추정모델

자유표면의 위치를 결정하는 방법에는 크게 두 가지가 있다. 하나는 특별한 모델을 사용하지 않고 유체와 함께 이동하는 Lagrange 좌표계를 사용하는 것이고(Hirt and Amsden, 1974), 다른 하나는 자유표면 위치를 추적하기 위한 특별히 고안된 모델을 사용하는 것이다.

Lagrange 좌표계는 좌표점이 유체와 함께 이동하기 때문에 초기의 유체면 위치에 있던 좌표를 추적하여 변화하는 유체면의 위치를 결정할 수 있으며 방정식을 차분근사에 의해 계산할 경우 셀 내의 질량이나 에너지 등이 보존되어 체적력 등의 힘을 쉽게 정의할 수 있다. 또한 셀의 운동을 계산하는 것도 비교적 간단할 뿐만 아니라 자유표면의 위치도 명료하게 계산된다는 장점이 있다. 하지만 격자의 위치가 변화하고 격자형상이 현저히 왜곡될 경우 계산이 불안정하게 되고 정도가 떨어지는 단점이 있다.

유체면 위치의 추적모델을 사용하는 방법에는 높이함수를 이용하는 방법, marker 입자에 의한 방법(Welch, *et al.*, 1996) 그리고 VOF법에 의한 방법(Hirt and Nichols, 1981) 등이 있다. 높이함수를 이용하는 방법은 수면이 z 방향에 대해 한 개만 존재할

때에는 유효하지만 일반적으로 유체면의 변형이 크게 되는 경우나 z 방향과 동일한 방향에 대해 복수의 자유표면이 존재할 경우에 적용될 수 없으므로 파동장의 계산에는 적합하지 않다.

MAC법으로 알려진 marker 입자에 의한 방법은 유체면의 위치를 직접 정의하는 대신에 유체상에 포함된 유체영역에 marker 입자를 분산시켜 자유표면이 marker 입자를 포함하는 영역과 포함하지 않는 영역간의 경계에 있는 것으로 정의하는 방법이다.

marker 입자를 이용한 자유표면 계산은 marker 입자의 궤적으로부터 자유표면형상을 결정하므로 해석대상으로 하는 공간 속에 어떤 자유면의 형상도 동일한 방향에 복수의 자유표면이 존재하거나 표면의 분리 또는 결합하는 경우에도 계산이 가능하다.

그러나 계산이 진행됨에 따라 marker 입자의 위치가 서로 떨어져 가는 경우 많은 marker 입자를 발생시키지 않으면 자유표면의 위치를 정확하게 나타낼 수 없고, 입자 수가 증대하는 위험이 있으며, 또한 막대한 계산시간과 기억용량을 필요로 하므로 3차원으로 확장이 곤란하다는 단점을 지니고 있다.

마지막으로 marker 입자법의 장점을 살리면서 결점을 보완한 VOF법(Hirt and Nichols, 1981)이 있다. 본 연구에서는 VOF법을 적용하였으며 이는 3차원으로 확장이 용이하다.

2.2.3 VOF함수에 의한 자유표면의 결정

식 (2.55)에 주어진 VOF함수의 이류방정식으로부터 셀에서 VOF함수 F 의 값을 알 수 있고, 각 셀에서 VOF함수 F 의 값이 $F=0$ 일 때 기체셀, $F=1$ 일 때 유체셀, $0 < F < 1$ 일 때 표면셀이라고 정의하면 자유표면의 추적이 가능하다. Fig. 2.2의 엇갈린 격자를 이용하여 식 (2.55)의 시간항에 전진차분근사, 이류항에 대해 중앙차분근사를 적용하면 다음과 같이 이산화된다.

$$\begin{aligned}
 F_{i,k}^{n+1} = & F_{i,k}^n - \delta t \left[\frac{1}{\delta x_i} (u_{i+1/2,k}^{n+1} F_{i+1/2,k} - u_{i-1/2,k}^{n+1} F_{i-1/2,k}) \right. \\
 & \left. + \frac{1}{\delta z_k} (w_{i,k+1/2}^{n+1} F_{i,k+1/2} - w_{i,k-1/2}^{n+1} F_{i,k-1/2}) - F_{i,k}^n S_{i,k}^{*n+1} \right]
 \end{aligned}
 \tag{2.56}$$

따라서 식 (2.56)을 계산하면 Fig. 2.4와 같이 각 셀에서의 F 의 값을 결정할 수 있

다. 그러나 각 셀에서의 자유표면의 좌표 $(x_{i,k}, z_{i,k})$ 를 결정하기에는 F 값만으로는 불충분하며, 자유표면의 좌표를 결정하기 위해서는 다른 특별한 방법이 필요하다. 자유표면을 결정하는 방법은 두 가지로 대별되며, 하나는 기울기에 의한 방법이고 다른 하나는 VOF 함수값에 의한 방법(標 등, 1994)이다.

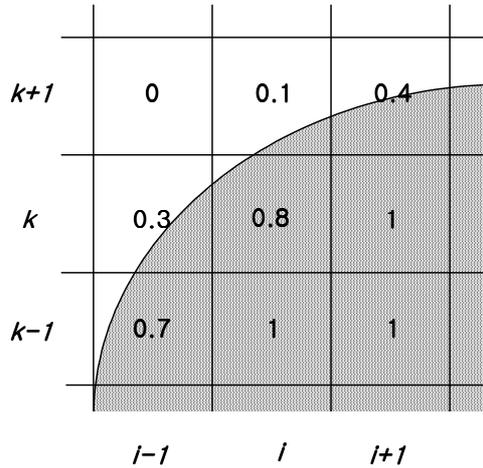


Fig. 2.4 Free surface using VOF Function.

(1) 기울기에 의한 방법

Fig. 2.4에 나타난 것과 같이 $F=1$ 인 유체셀이 표면셀의 어느 방향에 위치하는가에 따라 자유수면이 다르게 정의된다. **Fig. 2.4**에서 VOF함수 값이 $0 < F < 1$ 인 (i, k) 셀의 경우를 고려하면 (i, k) 셀의 경우는 셀 $(i+1, k)$ 와 셀 $(i, k-1)$ 이 유체셀이므로 셀 (i, k) 내의 유체는 셀 $(i+1, k)$ 에 연속하거나(**Fig. 2.5(a)**) $(i, k-1)$ 의 유체와 연속하게 된다(**Fig. 2.5(b)**).

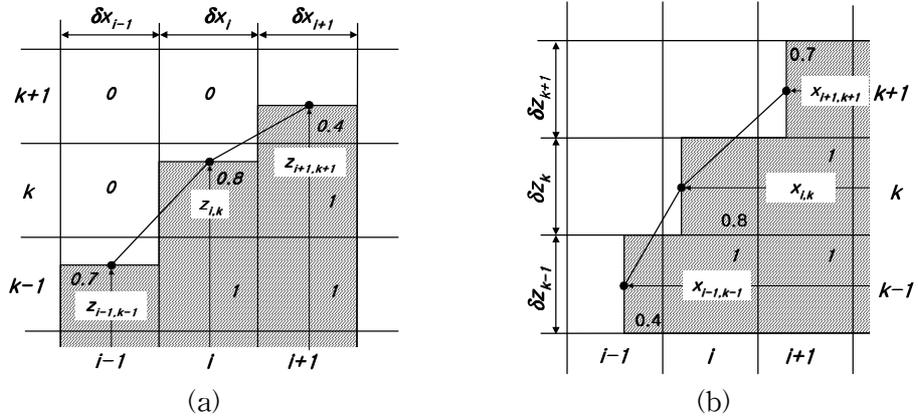


Fig. 2.5 Evaluation of free surface shape (gradient)

Fig. 2.5(a)와 (b)의 경우 셀 (i, k) 의 자유표면 좌표 $(x_{i, k}, z_{i, k})$ 는 식 (2.57)과 식(2.58)으로 주어지며, Fig. 2.5(a)와 (b)에 나타난 3점의 유체면의 위치를 이용해 $(x_{i, k}, z_{i, k})$ 에서 자유표면의 기울기를 계산하고, 그 중 작은 값을 실제의 자유표면의 형상을 나타내는 기울기로 한다. 물론, 표면장력을 고려하는 경우에 자유표면의 곡률도 고려해야 하지만 본 연구에서는 표면장력의 효과는 무시되었다.

$$\begin{cases} x_{i, k} = x_i \\ y_{i, k} = \dots F_{i, k-1} \delta z_{k-1} + F_{i, k} \delta z_k + F_{i, k+1} \delta z_{k+1} \dots \end{cases} \quad (2.57)$$

$$\begin{cases} x_{i, k} = \dots F_{i, k-1} \delta x_{k-1} + F_{i, k} \delta x_k + F_{i, k+1} \delta x_{k+1} \dots \\ y_{i, k} = y_k \end{cases} \quad (2.58)$$

Fig. 2.6(a)와 (b)의 경우 셀 (i, k) 에서 자유표면의 기울기는 식 (2.57)과 식 (2.58)을 이용하여 식 (2.59)와 식 (2.60)과 같이 근사시킬 수 있다.

$$\left(\frac{dz}{dx} \right)_{i, k} = \frac{(dz/dx)_{i+1/2, k} \delta x_{i-1/2} + (dz/dx)_{i-1/2, k} \delta x_{i+1/2}}{\delta x_{i-1/2} + \delta x_{i+1/2}} \quad (2.59)$$

$$\left(\frac{dx}{dz}\right)_{i,k} = \frac{(dx/dz)_{i,k+1/2}\delta_{z_{k-1/2}} + (dx/dz)_{i,k-1/2}\delta_{z_{k+1/2}}}{\delta_{z_{k-1/2}} + \delta_{z_{k+1/2}}} \quad (2.60)$$

여기서,

$$\left(\frac{dz}{dx}\right)_{i+1/2,k} = \frac{z_{i+1,k+1} - z_{i,k}}{(1/2)\{\delta_{x_i} + \delta_{x_{i+1}}\}} \quad (2.61)$$

$$\left(\frac{dz}{dx}\right)_{i-1/2,k} = \frac{z_{i,k} - z_{i-1,k-1}}{(1/2)\{\delta_{x_{i-1}} + \delta_{x_i}\}} \quad (2.62)$$

$$\left(\frac{dx}{dz}\right)_{i,k+1/2} = \frac{x_{i+1,k+1} - x_{i,k}}{(1/2)\{\delta_{z_i} + \delta_{z_{i+1}}\}} \quad (2.63)$$

$$\left(\frac{dx}{dz}\right)_{i,k-1/2} = \frac{x_{i,k} - x_{i-1,k-1}}{(1/2)\{\delta_{z_{k-1}} + \delta_{z_k}\}} \quad (2.64)$$

식 (2.59)와 식 (2.60)은 자유표면의 x 축과 z 축에 관한 기울기를 나타내며, 기울기가 완만한 쪽을 실제의 자유표면의 형상에 근접한 것으로 하여 다음과 같이 판정할 수 있다.

$$\left(\frac{dz}{dx}\right)_{i,k} < \left(\frac{dx}{dz}\right)_{i,k} \text{ 인 경우 : 자유표면이 } x \text{ 축에 평행.}$$

$$\left(\frac{dz}{dx}\right)_{i,k} > \left(\frac{dx}{dz}\right)_{i,k} \text{ 인 경우 : 자유표면이 } z \text{ 축에 평행.}$$

(2) VOF 함수값에 의한 방법

식 (2.55)에 주어진 VOF함수의 이류방정식에 대한 이산화식을 계산하여 셀에서 VOF함수 F 값을 계산할 수 있다. 이론적으로는 각 셀에서 VOF함수 F 값이 $F=0$ 일 때 기체셀, $F=1$ 일 때 유체셀, $0 < F < 1$ 일 때 표면셀로 판단할 수 있다.

이상과 같이 각각의 셀을 판별한 후 자유표면의 방향을 나타내는 RF 를 결정한다.

RF의 결정은 VOF함수를 산정한 후 유체가 많이 분포한 방향을 실제의 자유표면의 형상에 가까운 것으로 판정한다. 즉, 셀 (i, k) 에 대해서 x 의 (-)방향에 있는 유체의 양 $FZ_{i-1, k}$, (+)방향의 유체의 양 $FZ_{i+1, k}$, z 의 (-)방향에 있는 유체의 양 $FX_{i, k+1}$, (+)방향의 유체의 양 $FX_{i, k-1}$ 를 얻은 후 가장 큰 값을 가지는 방향을 자유표면의 방향으로 결정한다.

$$FX_{i, k} = F_{i-1, k} + F_{i, k} + F_{i+1, k} \quad (2.65)$$

$$FX_{i, k} = F_{i, k-1} + F_{i, k} + F_{i, k+1} \quad (2.66)$$

Fig. 2.6과 같이 표면셀 (i, k) 는 Fig. 2.6(a)와 (b)의 두 가지 경우로 한정된다. 식 (2.65)와 식 (2.66)에 의해 각 방향의 유체량을 산정하면 표면셀의 자유표면의 방향은 Fig. 2.6(a)로 판정된다.

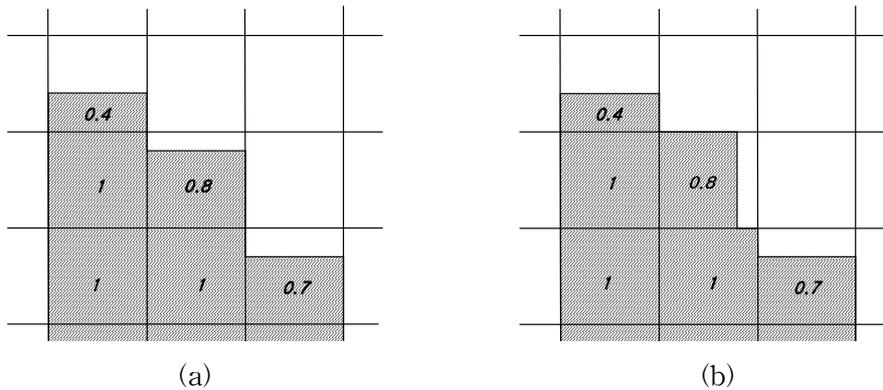


Fig. 2.6 Evaluation of free surface shape(VOF)

그러나 실제의 수치계산에서 VOF함수 F 가 $0 < F < 1$ 의 범위일 경우를 표면셀로 판단하면 경계조건의 처리시 계산상의 복잡함 때문에 표면셀은 기체셀과 유체셀 사이에 존재한다고 가정한다. 이러한 표면셀의 가정 때문에 유체내에 다량의 기포가 혼입되거나 자유표면에서 수위가 이탈하는 과정을 충분히 재현할 수 없는 단점을 지니지만 이는 셀 간격을 좁게 함으로써 해결할 수 있고, 유속과 압력의 경계조건이 확실하

게 되므로 계산의 안정을 도모할 수 있다.

2.2.4 Donor-acceptor법을 이용한 VOF함수의 수치계산

VOF함수 F 는 식 (2.55)에 의해 계산할 수 있다. 그러나 식 (2.55)과 같은 차분기법으로 F 의 이류확산을 계산하면 수치확산이 발생할 수 있다. 따라서 본 연구에서는 Hirt와 Nichols(1981)가 VOF함수 이류계산에 적용한 donor-acceptor법을 적용한다. 이는 이동하는 이류면에서 VOF함수 F_{AD} 의 값이 donor 셀(상류측 셀)과 acceptor 셀(하류측 셀)에서의 F 값에 의해서 결정되는 방법으로, acceptor 셀의 자유표면형상과 이류로 운반되는 유체형상의 연속성으로부터 F_{AD} 를 결정하는 점에 그 특징이 있다

Fig. 2.7에서와 같이 donor 셀과 acceptor 셀에서의 기체의 체적율을 각각 α_D, α_A 로 하면 이류면(AD)에서의 유체밀도는 다음과 같다.

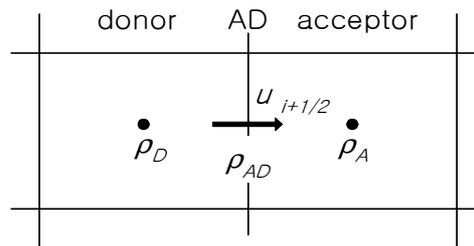


Fig. 2.7 Definition of donor-cell and acceptor-cell

$$\rho_{AD} = \rho_D \quad (\alpha_D = 1 \text{ or } 0) \quad (2.67)$$

$$\rho_{AD} = \rho_f(1 - \alpha_D) + \rho_g \alpha_A \quad (0 < \alpha_D < 1) \quad (2.68)$$

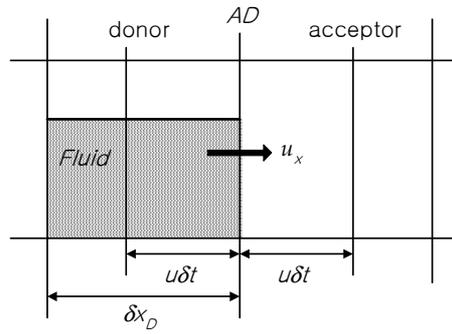
여기서, ρ_g 는 기체의 밀도, ρ_f 는 유체의 밀도를 나타낸다.

식 (2.67)은 donor 셀이 유체만으로 채워져 있다면 셀 경계를 통과해서 acceptor 셀로 이동하는 것 역시 유체이어야 하고, 이는 donor 셀이 기체상태일 경우도 동일하게 성립되어야 한다.

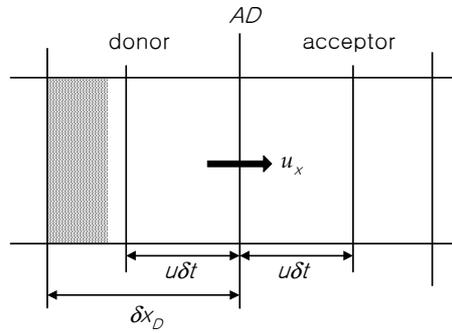
켜야 한다. 이상의 것을 모두 고려한 이류면에서의 VOF함수 F_{AD} 의 값은 다음과 같
이 주어진다.

$$F_{AD}u_{i+1/2,k}^{n+1}\delta t = \text{sgn}(u_{i+1/2,k}^{n+1}) \text{MIN}\{F_{AD}|u_{i+1/2,k}\delta t + CF, F_D\delta x_D\} \quad (2.69)$$

$$CF = \text{MAX}\{(1.0 - F_{AD})|u_{i+1/2,k}^{n+1}\delta t - (1.0 - F_D)\delta x_D, 0.0\} \quad (2.70)$$



(a)



(b)

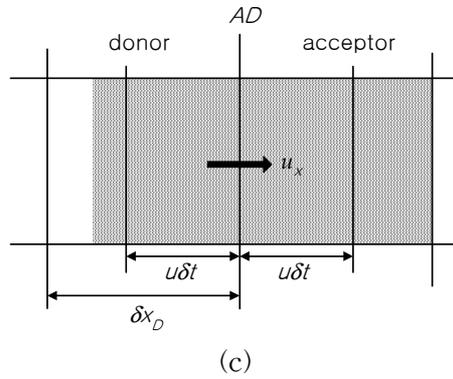


Fig. 2.9 Advection method of VOF function

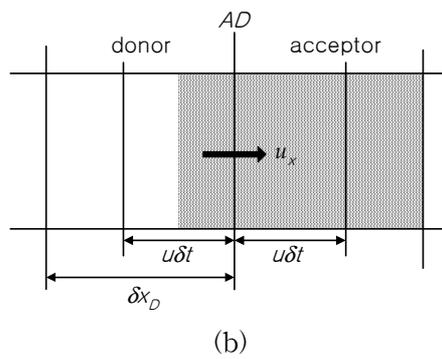
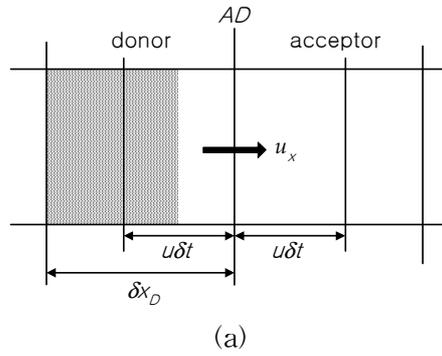


Fig.2.10 Exception of advection computation

식 (2.69)의 MIN 은 donor 셀이 보유하고 있는 유체보다 더 많은 유체가 이루어지는 것을 방지하고, 식 (2.70)의 MAX 은 acceptor 셀이 보유하고 있는 기체보다 더 많은

기체가 이루어지는 것을 방지함을 의미한다.

2.3 경계조건

수치과동수로에서 고려하는 경계조건으로는 자유수면경계조건, 개경계조건, 구조물 표면에서의 경계조건 그리고 바닥경계조건 등이 있다.

2.3.1 자유수면 경계조건

자유수면경계조건에는 유속경계조건과 압력경계조건이 있다.

(1) 유속경계조건

표면셀의 경계면에 정의된 유속 중에 운동방정식의 계산영역이 되는 것은 유체셀과 접하는 경계면뿐이므로 표면셀과 표면셀 및 기체셀과 기체셀의 사이에 있는 경계면의 유속은 경계조건에 의해 결정된다.

표면에 수평한 유속경계조건은 표면셀의 자유표면 형태에 따라 인접한 유체셀의 경계면에서의 유속을 표면셀 경계면의 유속으로 취한다. **Fig. 2.11**과 같은 표면셀 (i, k)는 셀의 왼쪽 방향에 유체셀이 존재하므로 표면셀에서 표면과 수평한 유속 $w_{i, k+1/2}$ 는 SOLA scheme의 반복계산으로부터 구한 유속 $w_{i-1, k+1/2}$ 의 값을 취한다.

표면에 수직한 유속경계조건은 표면셀의 형태에 따라 기체가 있는 방향의 셀 경계면 유속에 대해서 VOF함수 F 의 이류를 계산할 때 표면셀에서의 연속방정식이 만족되도록 값을 결정한다.

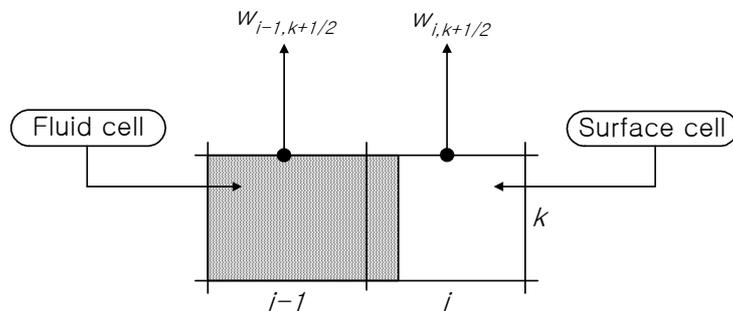


Fig. 2.11 Velocity boundary condition

(2) 압력경계조건

Fig. 2.12에서와 같이 표면셀에서의 압력은 일반적으로 셀 내에서 압력이 정의되는 위치와 실제의 자유표면의 위치가 상이할 수 있으므로 셀 내의 압력의 정의위치와 표면셀의 자유표면 형태의 판별에 따른 유체셀의 정의위치와의 2점간의 압력을 선형내삽하여 다음과 같이 산정한다.

$$\begin{cases} p_{i,k} = (1-n)p_{i,k-1} + np_s \\ n = \frac{y_c}{y} = \frac{\delta z_{k-1} + \delta z_k}{\delta z_{k-1} + 2F_{i,k}\delta z_k} \end{cases} \quad (2.71)$$

본 연구에서는 표면장력의 영향을 무시하였으므로 $p_s = 0$ 이다.

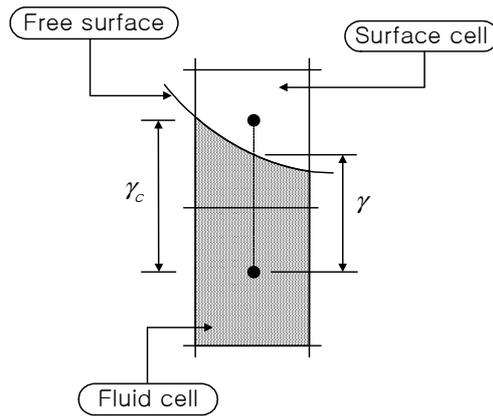


Fig. 2.12 Pressure boundary condition of free surface

2.3.2 개경계조건(Open boundary condition)

수치파동수로의 개경계(open boundary)조건으로 식 (2.72)과 같은 Sommerfeld 방사 조건이 적용된다.

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} \pm C \frac{\partial \phi}{\partial x} = 0 \quad (2.72)$$

여기서, ϕ 는 유속과 같은 물리량을, C 는 파속을 나타낸다.

식 (2.72)의 Sommerfeld 방사조건을 사용할 경우 파속 C 를 결정할 필요가 있다. 여기서 단일 파속을 갖는 파의 경우는 미소진폭파 이론이나 유한진폭파 이론 등의 파동 이론에 의해 파속 C 를 구할 수 있지만 불규칙파에 대해서는 파속 C 의 정의가 불분명하다. 이러한 Sommerfeld 방사조건에 있어서 파속 C 를 개경계 근방의 절점치로부터 축차계산하여 구하는 방법(Orlanski, 1976)도 있지만 Sommerfeld 방사조건 자체가 단일의 파속을 갖는 파를 대상으로 하고 있으므로 두 방법 모두 복수의 파속성분을 가진 파를 표현하기에는 어려움이 있다. 이 외에도 金 등 (1997)이 이용한 sponge층에 의해 파를 흡수하는 개경계처리 등이 있으나 차분해석에 적용하기에는 곤란하다.

따라서 본 연구에서는 **Fig. 2.13**에 나타난 것과 같이 수치파동수로 양 끝단에 가상 감쇠영역을 설정하고 계산셀의 크기를 변화시켜가면서 연직유속을 식 (2.73)과 같이 서서히 감쇠시켜가는 Hinatsu(1992)의 개경계처리법을 적용한다.

$$f = -\lambda w \quad (2.73)$$

여기서, λ 는 감쇠계수이다.

또한 부가감쇠영역의 끝단에 VOF함수나 유속 등의 물리량 ϕ 의 수평방향에 대한 변화가 0인 다음의 조건을 적용하였다.

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = 0 \quad (2.74)$$

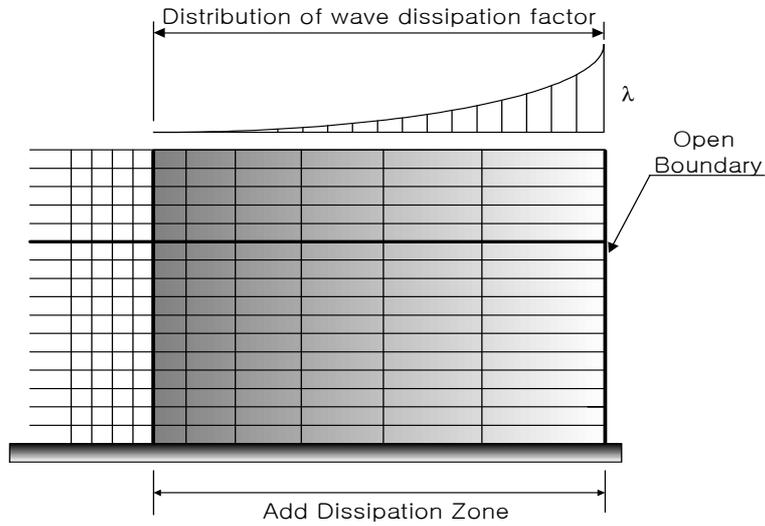


Fig. 2.13 Sketch of added fictitious dissipation zone

2.4 조파조건

2.4.1 불규칙파의 조파

본 연구에서는 불규칙파를 조파시키기 위해 Brorsen and Larsen(1987)이 제안한 식 (2.75)의 조파소스 강도를 적용하였다.

$$S = \begin{pmatrix} (-2\ell T_{1/3}) \cdot \left(2 \sum_{i=1}^N U_i \left(\sum_{s=1}^N n_s + \ell \right) \right) / (n_s + \ell) & : \ell T_{1/3} \leq 3 \\ 2 \sum_{i=1}^N U_i \left(\sum_{s=1}^N n_s + \ell \right) / (n_s + \ell) & : \ell T_{1/3} \geq 3 \end{pmatrix} \quad (2.75)$$

식 (2.75)에서 ℓ 는 조파경과시간, $T_{1/3}$ 은 유의주기, U_i 는 각 성분파에 대한 수평유속성분으로 미소진폭파이론에 의한 유속을 사용하였고, 갑작스런 조파로 인한 계산의 불안정성을 피하기 위해 $3\ell T_{1/3}$ 까지는 서서히 조파소스 강도를 증가하는 것으로 하였다.

불규칙파를 수치실험하기 위해 식 (2.76)의 Bretschneider-Mitsuyasu(1970)의 스펙트럼을 적용하였다.

$$S(\mathcal{J}) = 0.257 H_{1/3}^2 T_{1/3}^{-4} f^{-5} \text{Exp}[-1.03 (T_{1/3} \mathcal{J})^{-4}] \quad (2.76)$$

여기서, $S(\mathcal{J})$ 는 파랑에너지 밀도, \mathcal{J} 는 주파수, $H_{1/3}$ 은 유의파고를 나타낸다. 불규칙파를 수치적으로 모의할 경우 주파수 \mathcal{J} 의 선택방법에는 주파수 스펙트럼을 등간격으로 분할하는 방법과 주파수 스펙트럼을 등에너지로 분할하는 방법(Goda, 1977)이 있다. 주파수 스펙트럼을 등간격으로 분할하는 방법은 계산시간이 빠른 이점이 있는 반면 일정시간마다 같은 파형이 반복된다. 주파수 스펙트럼을 등에너지로 분할하는 방법은 파형의 반복을 피하기 위하여 주파수 사이에 정수비가 성립하지 않도록 즉, 합성성분파의 진폭이 거의 같은 값이 되도록 하는 방법이다.

본 연구에서는 Bretschneider-Mitsuyasu(1970)의 스펙트럼에 대해 등에너지로 분할하는 Goda(1977)에 의해 제안된 식 (2.77)을 적용하였다.

$$f_m = \frac{1.007}{T_{1/3}} \left(\frac{2M}{2m-1} \right)^{-1/4} \quad (2.77)$$

여기서, M 은 성분파의 수를 나타낸다.

2.4.2 난수의 발생방법

난수는 많은 수치해석에서 사용되는 매우 중요한 부분이다. 난수를 발생시키는 방법에는 물리적인 방법과 수식을 이용하는 방법이 있으며, 물리적인 방법으로 난수를 발생시킬 경우 많은 시간이 걸리며 컴퓨터를 이용한 모의실험에는 사용할 수 없다는 단점이 있다. 따라서 수치해석에 사용되는 난수는 수식을 이용하여 발생되며, 이러한 방법을 이용한 난수발생방법에는 중앙제곱법(mid-square method), 합동법(congruential method) 그리고 시프트법(shift method)등(趙 등, 1992)이 있다.

본 연구에서는 IMSL(International Mathematical and Statistical Library)의 "Random number generator"를 사용하여 난수를 발생시켰으며 그 알고리즘은 다음과 같다.

먼저 임의정수 X_1 을 선택하고 식 (2.78)에 의해 두 번째 정수 X_2 를 얻는다.

$$X_2 = \text{mod}(Y, b), \quad Y = aX_1 \quad (2.78)$$

여기서, X_1 은 seed number이며, $\text{mod}(Y, b)$ 는 Y 를 b 로 나눈 나머지를 나타낸다. 이러한 계산이 임의 주기동안 진행되면서 X_1 이 X_2 로 변환되고, 연속된 정수 X_i 를 산출하는 과정을 반복한다. 0과 1 사이에 할당된 난수는 식 (2.79)에 의해 얻어질 수 있으며, 상수는 식 (2.80)에 나타난 특수한 값으로 주어진다.

$$R_i = X_i / q \quad (i = 1, 2, \dots) \quad (2.79)$$

$$a = 7909, \quad b = 2^{36}, \quad q = 2^{35} - 1 \quad (2.80)$$

이러한 과정에서 임의정수 X_i 가 2^{35} 을 초과할 경우 X_i 는 정수 $(2^{36} - 1)$ 로 변환된 후 계산이 수행된다. 식 (2.79)로부터 구한 난수는 $[0, 1]$ 사이에 분포하므로 2π 를 곱하여 $[0, 2\pi]$ 로 위상을 맞춘다. 위상이 조정된 난수를 사용하여 다음 식 (2.81)의 불규칙 위상각 ε_m 을 구할 수 있다.

$$r(t) = \sum_{m=1}^M a_m \cos(2\pi f_m t - \varepsilon_m) \quad (2.81)$$

여기서, a_m 은 진폭, ε_m 은 불규칙위상각이다.

2.5 안정조건

본 연구에서 수치계산의 안정성을 위해 식 (2.82)의 Courant 수를 만족하면 된다.

$$c = \frac{|\overline{U}|\delta t}{\delta X} \quad (2.82)$$

여기서, $|\overline{U}|$ 는 유속을 δX 는 격자간격을 나타낸다.

Courant 수 c 가 $c < 1$ 일 경우 수치 계산의 안정성을 확보할 수 있으며, 이것은 1회 시간스텝 사이에 어떤 변수를 운반한 거리 $|\overline{U}|\delta t$ 가 공간의 이산폭 δX 를 초과할 수 없음을 의미한다. donor-acceptor법은 이류에 이동하는 VOF함수 F 의 값이 donor셀과 acceptor셀의 F 값에 의해 결정되므로 Courant 수 c 는 $c < 1$ 이어야 한다. 따라서 시간스텝의 간격 δt 는 식 (2.82)에 의해 식 (2.83)을 만족하면 된다.

$$\delta t < \min\left\{ \frac{\delta x}{|u|_{max}}, \frac{\delta z}{|w|_{max}} \right\} \quad (2.83)$$

여기서, $|u|_{max}, |w|_{max}$ 는 각각 x, z 방향에 있어서 최대유속을 나타낸다. 본 연구에서는 초기시간스텝 $\delta t = T_d/1000$ 로 하고, 이후는 Courant 조건식 (2.83)이 만족 되도록 시간스텝의 간격 δt 를 조정하였다.

2.6 해석결과

2.6.1 불규칙파의 조파검증

불규칙파의 조파성능에 있어서 조파파형의 타당성을 검토하기 위해 구조물이 설치되지 않은 수치파동수로내에 수심 $h = 50\text{ cm}$, 유의파고 $H_{1/3} = 4\text{ cm}$, 유의주기 $T_{1/3} = 1.00\text{ sec}$ 의 불규칙파를 조파시켰다. 조파소스 지점에서 조파개시 후 $t/T_{1/3} = 15$ 까지 목표치와 계산치의 파형을 비교한 결과를 **Fig. 2.14**에 나타내었다. 조파지점에서 계산파형이 목표한 파형보다 파곡에서는 작게, 파봉에서는 다소 높게 조파되고 있으나 전체적으로 목표치와 계산치가 잘 일치하고 있음을 확인할 수 있다.

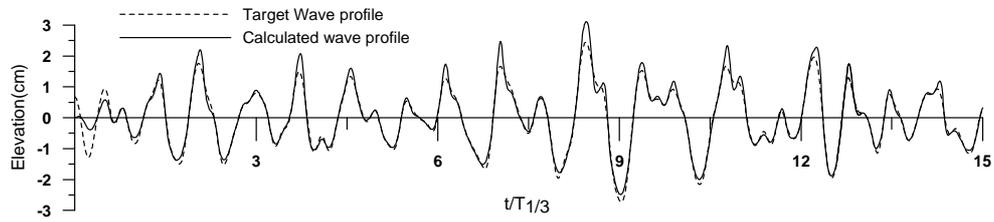


Fig. 2.14 Comparison of target wave profile and calculated wave profile

Fig. 2.15는 해석영역내에서 조파개시 후 조파소스로부터 $x \approx 0.67L_{1/3}$, $1.32L_{1/3}$, $1.98L_{1/3}$, $2.65L_{1/3}$ 지점에서 얻은 주파수 스펙트럼과 Bretschneider-Mitsuyasu 스펙트럼과 비교한 결과를 나타낸 것이다. 그림에서도 알 수 있듯이 계산스펙트럼과 목표스펙트럼이 잘 일치하고 있으며, 본 연구에 적용한 수치과동수로에서 기대한 불규칙파를 만족스럽게 조파시키는 것으로 판단된다.

2.6.2 불투과성 잠제 배후에서 파랑에너지의 변화

불투과성 잠제 배후에서 파랑에너지의 전달특성을 고찰하기 위해 일렬잠제와 일렬잠제보다 좁은 천단폭을 갖는 이렬잠제를 **Table 1**과 같이 상정하여 수치실험을 수행하였다.

Table-1 Conditions of numerical simulation

	Crown width (B)	Crown depth (qh)	Separated distance (l)	Model
Case 1	200	5	-	One-Rowed Impermeable Submerged Breakwater
Case 2	200	10	-	
Case 3	80	5	60	Two-Rowed Impermeable Submerged Breakwaters
Case 4	80	5	80	

unit: *cm*

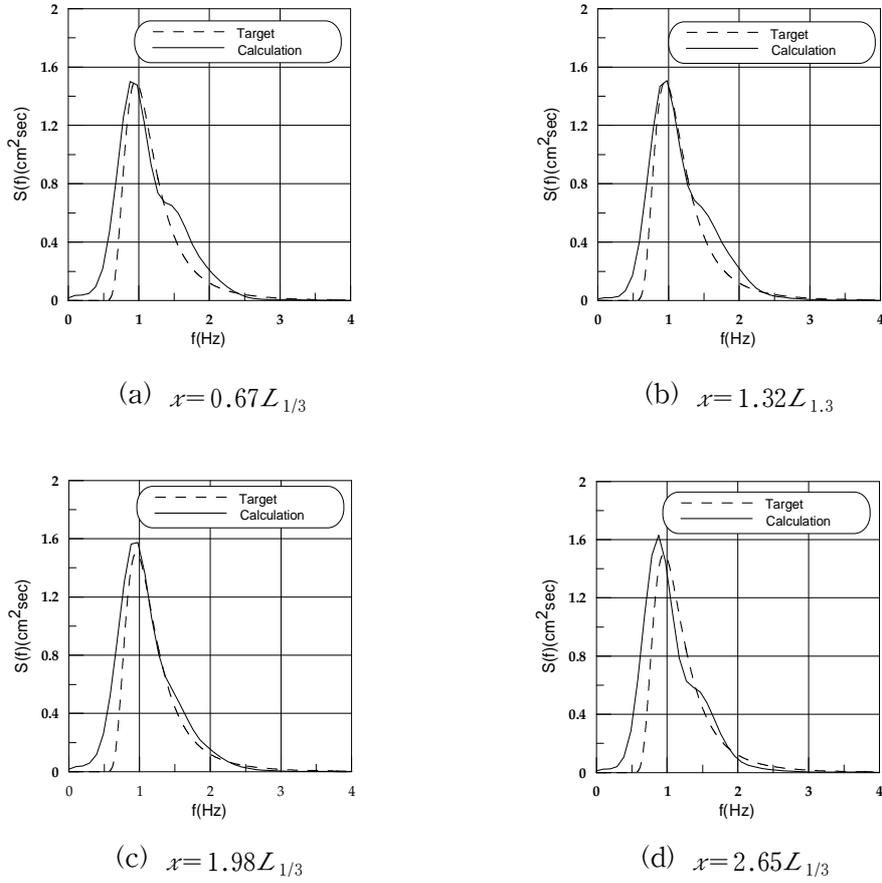


Fig. 2.15 Comparison of target spectrum and calculated spectrum

Fig. 2.16은 일렬과 이열 불투과성 잠제에 대해 파랑에너지의 투과특성을 나타낸 것으로, Case 1과 Case 3의 경우에 천단상에서 쇄파가 발생하는 유의파고 $H_{1/3} = 5\text{ cm}$, 유의주기 $T_{1/3} = 1.10, 1.20, 1.30, 1.50$ 에 대한 주파수 스펙트럼의 결과이다.

그림에서 알 수 있는 바와 같이 일렬과 이열 불투과성 잠제 모두 잠제 배후에서 상당한 에너지감쇠를 보이고 있다. 일렬의 경우는 전체적으로 스펙트럼의 피크치가 입사파의 유의주기대와 비교하여 단주기쪽으로 이동하고 있으며, 피크의 높이도 이열에 비해 비교적 뚜렷하게 나타나고 있다. 이러한 피크의 이동은 입사파의 유의주기가 증가할수록 입사파의 유의주기대에서 단주기쪽을 향해 멀어지는 것을 확인할 수 있다.

일렬잠제에 있어서 스펙트럼의 피크가 단주기쪽으로 이동되는 현상은 金 등(2001)이 지적한 바와 같이 잠제 천단상에서 쇄파된 파랑이 잠제 배후에서 파의 재생성과정을

거치며 고주파 성분을 포함한 2차파봉이 발생하는 파의 분열현상에 기인하는 것으로 판단된다. 이열의 경우는 일렬에 비해 전체적으로 진 주기대에 걸쳐 파랑에너지가 고르게 분포하고 있으며, 스펙트럼의 피크치는 일렬과는 상이하게 유의주기가 작을수록 유의주기대에서 장주기쪽으로 이동하고 있지만 그 크기는 매우 작다. 이열잠제의 경우 단주기 쪽의 피크가 발생하지 않는 것은 바다측 첫 번째 잠제의 천단상에서 쇄파에 의해 발생한 고주파성분이 해안측 잠제상을 진행하면서 여과되기 때문인 것으로 판단된다.

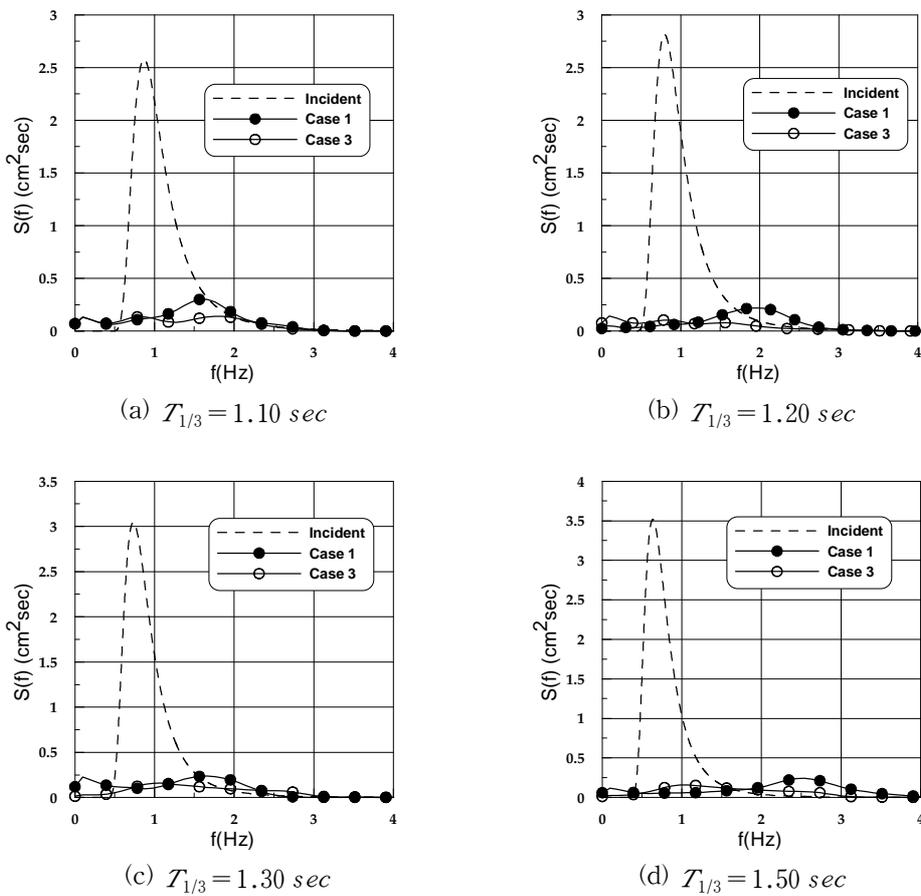


Fig. 2.16 Comparison of frequency spectrum for Case 1 and Case 3

Fig. 2.17은 일렬 불투과성 잠제에 대해 천단수심의 변화에 따른 파랑에너지의 변화를 비교한 것이다. 천단수심 $qh = 10 \text{ cm}$ 인 Case 2의 경우에도 쇄파는 발생하였으나 쇄파 규모는 천단수심 $qh = 5 \text{ cm}$ 인 Case 1에 비해 작은 것을 알 수 있었다.

Case 2의 경우 Case 1과 동일하게 스펙트럼의 피크가 단주기쪽으로 이동되어 나타나고 있으나 유의주기대에서도 피크치가 존재하고 있음을 볼 수 있다.

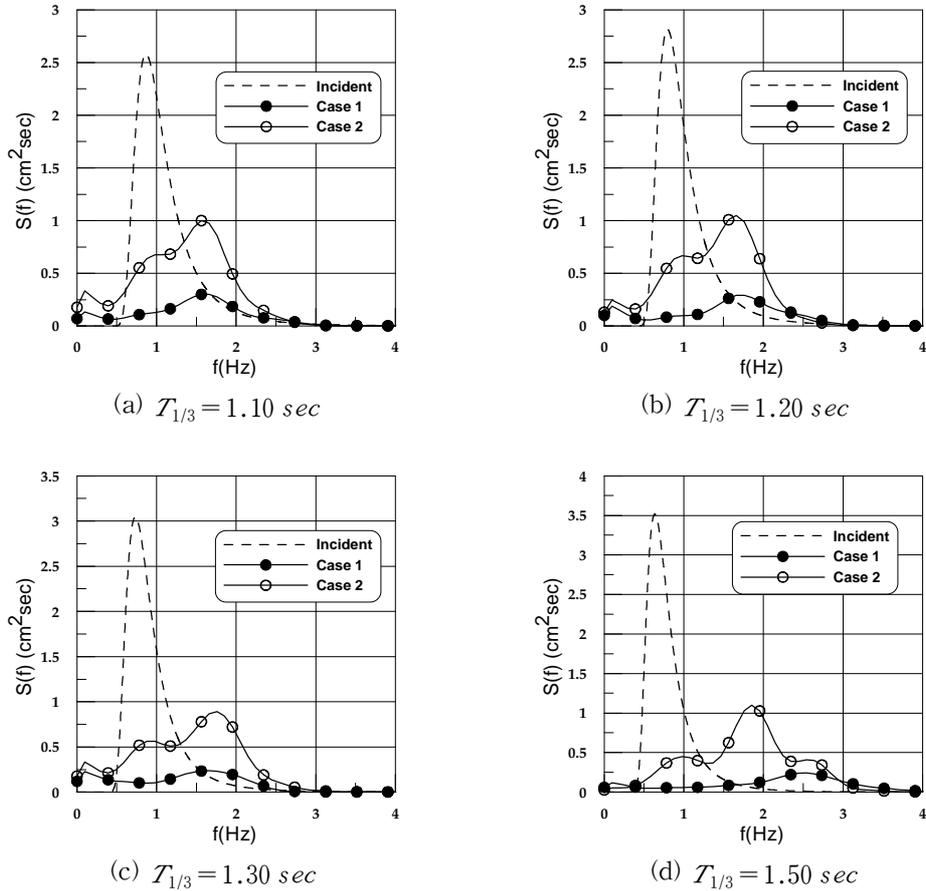


Fig. 2.17 Comparison of frequency spectrum for Case 1 and Case 2

Fig. 2.18은 이열 불투과성 잠재에서 이격거리를 변화시킨 Case 3과 Case 4에 대해 이격거리의 변화에 따른 스펙트럼의 변화를 나타낸 것이다. 전체적으로 스펙트럼에 미소한 차이는 있지만 Fig. 2.18(a), (b), (c), (d) 모두 주파수 스펙트럼의 밴드폭이 거의 일치하고 있으며, 스펙트럼의 피크 또한 유의주기대에서 나타나고 있다. 그러나 본 연구에서 검토한 이격거리만으로는 이격거리 변화에 따른 파랑에너지 변화에 대한 영향을 정확하게 판단할 수 없으므로 보다 다양한 이격거리에 대한 검토가 필요할 것으로 판단된다.

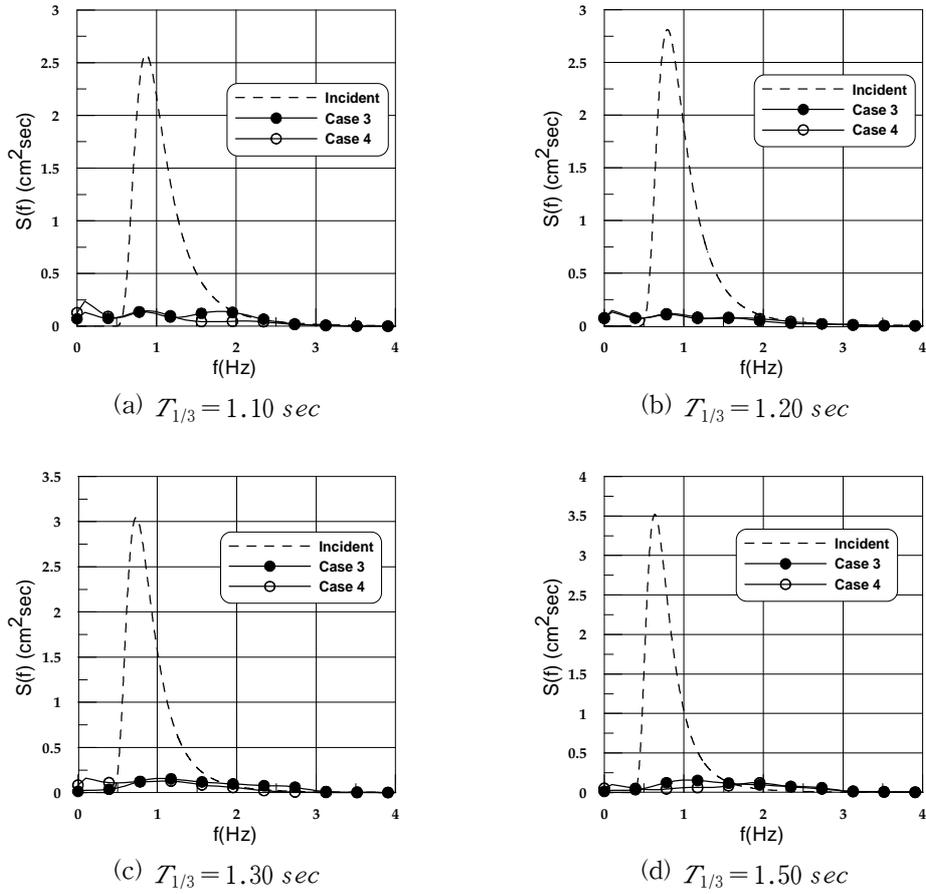


Fig. 2.18 Comparison of frequency spectrum for Case 3 and Case 4

Fig 2.19는 일렬과 이열 불투과성 잠제상에서 쇄파가 발생하지 않는 경우(Case5, Case 6)와 쇄파가 발생한 경우(Case1, Case 3)에 투과율을 나타낸 것이다.

투과율의 추정시 최소주파수와 최대주파수, $f_{min} \sim f_{max}$ 범위에 분포하는 입사파와 투과파의 에너지를 식 (2.84)과 같이 나타낼 수 있다.

$$\left\{ \begin{array}{l} E_I = \int_{f_{min}}^{f_{max}} S_I(f) df = \frac{\nabla t}{2t_0} \sum_{f_{min}}^{f_{max}} I_I \\ E_T = \int_{f_{min}}^{f_{max}} S_T(f) df = \frac{\nabla t}{2t_0} \sum_{f_{min}}^{f_{max}} I_T \end{array} \right. \quad (2.84)$$

여기서, E_I 는 입사파의 에너지, E_T 는 투과파의 에너지, ∇t 는 periodogram 출력간격 그리고 I_I 와 I_T 는 각각 입사파와 투과파의 periodogram을 나타낸다.

식 (2.84)에서 구한 입사파에너지와 투과파에너지는 각각 파고의 자승에 비례하기 때문에 투과율을 파고비로 정의되는 식 (2.85)로 나타낼 수 있다.

$$K_T = \sqrt{E_T/E_I} \quad (2.85)$$

투과율의 산정시 입사파에너지와 투과파에너지는 조파 후 안정된 파형이 나타나는 시간으로부터 40 sec 동안 취득한 data를 사용하였다.

쇄파가 발생하지 않는 경우에 대한 잠제의 모델을 **Table 2**와 같이 상정하였다.

Table-2 Conditions of numerical simulation

	Crown width (B)	Crown depth (qh)	Separated distance (l)	Model
Case 5	100	10	-	One-Rowed Impermeable Submerged Breakwater
Case 6	50	10	50	Two-Rowed Impermeable Submerged Breakwaters

unit : *cm*

그림으로부터 알 수 있듯이 비쇄파 조건의 경우에도 일렬에 비해 이렬의 파랑제어 효과가 크게 나타났으나 그 차이는 매우 작은 것을 확인할 수 있었으며, 쇄파를 수반한 경우에 비해 상당히 높은 투과율을 나타내고 있는 것을 확인할 수 있었다. 따라서 잠제에 의한 파랑제어에 있어 쇄파의 발생과 발생규모가 잠제 배후에서 파랑에너지의 변화에 미치는 영향이 매우 큰 것을 확인할 수 있었다.

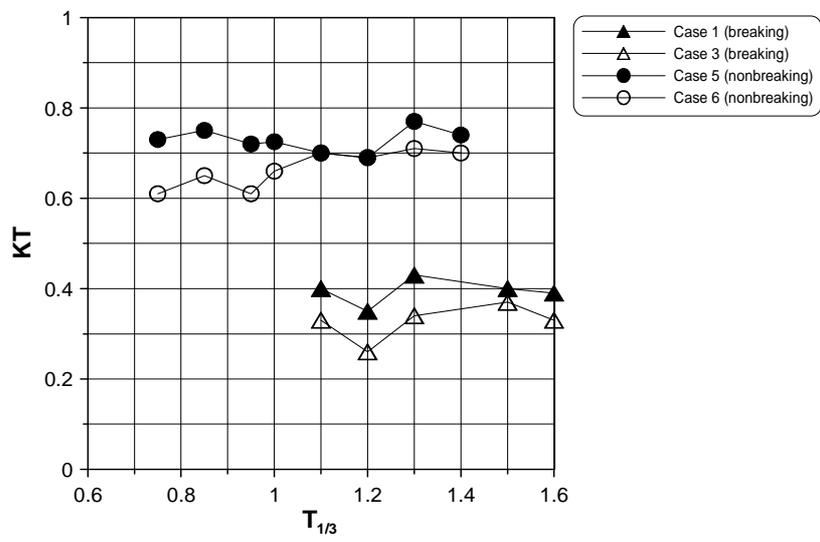


Fig 2.19 Comparison of transmission coefficient for breaking and non-breaking condition

제 3장 투과성 잠재

3.1 수치해석 이론

3.1.1 기초방정식

투과성 잠재의 해석을 위해 **Fig. 3.1**과 같이 해석영역내에 조파소스와 개경개처리를 위한 부가감쇠영역을 설정하였다. 유체를 비압축성의 점성유체로 가정하면 투과성 잠재의 해석을 위한 기초방정식은 조파 source로 인한 Poisson방정식인 연속방정식 (3.1)과 유체의 점성이 고려된 운동방정식 (3.2), (3.3), 그리고 자유수면의 표현을 위한 VOF함수 F 의 이류방정식 (3.4)로 구성된다.

$$\frac{\partial(\gamma_x u)}{\partial x} + \frac{\partial(\gamma_z w)}{\partial z} = S^* \quad (3.1)$$

$$\begin{aligned} \gamma_v \frac{\partial u}{\partial t} + \gamma_x u \frac{\partial u}{\partial x} + \gamma_z w \frac{\partial u}{\partial z} = & -\gamma_v \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - M_x - R_x \\ & + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \gamma_x \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_z \tau_{zx}}{\partial z} \right) - \frac{2\nu}{3} \frac{\partial \gamma_x S^*}{\partial x} \end{aligned} \quad (3.2)$$

$$\begin{aligned} \gamma_v \frac{\partial w}{\partial t} + \gamma_x u \frac{\partial w}{\partial x} + \gamma_z w \frac{\partial w}{\partial z} = & -\gamma_v g_z - \gamma_v \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - M_z - R_z \\ & + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \gamma_x \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_z \tau_{zz}}{\partial z} \right) - \frac{2\nu}{3} \frac{\partial \gamma_z S^*}{\partial z} - \lambda w \end{aligned} \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial(\gamma_v F)}{\partial t} + \frac{\partial(\gamma_x u F)}{\partial x} + \frac{\partial(\gamma_z w F)}{\partial z} = FS^* \quad (3.4)$$

여기서, $S^* = S(z, t)\delta(x-x_s)$ 로 조파위치 $x=x_s$ 에서의 source의 밀도, δ 는 Dirac delta함수, u, w 는 각각 유체의 x, z 방향의 속도, ρ 는 유체의 밀도, p 는

압력,

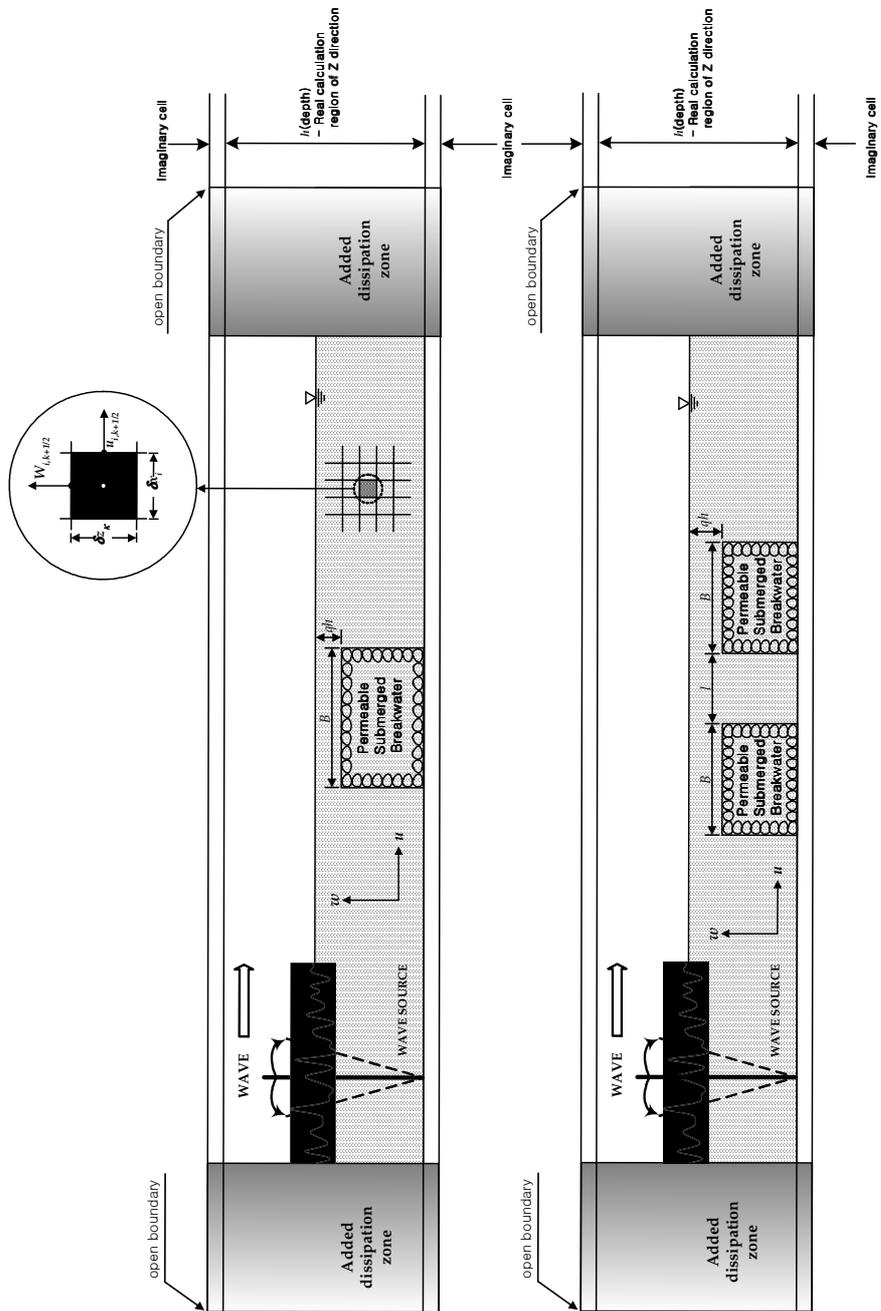


Fig. 3.1 Definition Sketch for Analysis of Permeable Submerged Breakwater

g_z 는 중력가속도, λ 는 부가감쇠영역의 감쇠계수, v_v 는 체적공극율, v_x, v_z 는 각각 x, z 방향의 면적공극율, M_x, M_z 는 관성력항, R_x, R_z 는 항력항으로 투과층내의 저항을 나타낸다.

3.1.2 면적공극율과 체적공극율의 정의

(1) 체적공극율

Fig. 3.2와 같은 체적요소 $\delta V (= \delta x \delta y \delta z)$ 에서 유체가 차지하는 체적을 δV_f 로 정의하면 체적요소 δV 에 대한 체적공극율은 식 (3.5)와 같이 정의된다.

$$v_v = \frac{\delta V_f}{\delta V} = \frac{\delta V_f}{\delta x \delta y \delta z} = \frac{\delta x \delta y \delta z - \text{solid volume}}{\delta x \delta y \delta z} \quad (3.5)$$

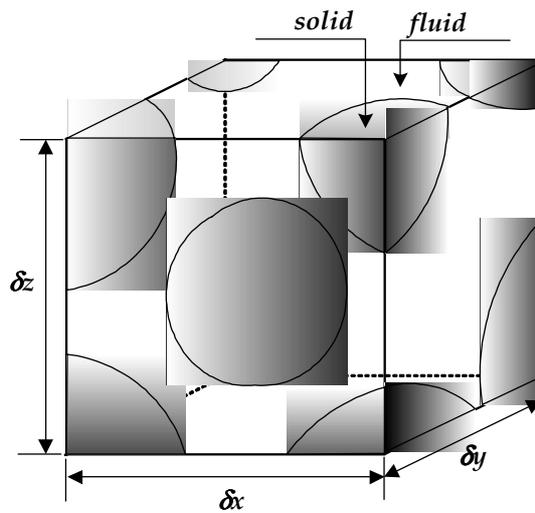


Fig. 3.2 Porosity

(2) 면적공극율

면적공극율은 **Fig. 3.3**에 나타난 것과 같이 면적요소 δS 가 차지하는 면적을 각 방향에 대해 $\delta S_x, \delta S_y, \delta S_z$ 로 나타내면 다음과 같이 정의된다.

$$v_x = \frac{\delta S_x}{\delta y \delta z} = \frac{\delta y \delta z - \{solid\ surface\ area\}}{\delta y \delta z} \quad (3.6)$$

$$v_y = \frac{\delta S_y}{\delta x \delta z} = \frac{\delta x \delta z - \{solid\ surface\ area\}}{\delta x \delta z} \quad (3.7)$$

$$v_z = \frac{\delta S_z}{\delta x \delta y} = \frac{\delta x \delta y - \{solid\ surface\ area\}}{\delta x \delta y} \quad (3.8)$$

본 연구에서는 2차원 파동장을 대상으로 하기 때문에 $v_y, \delta y$ 를 무시한다.

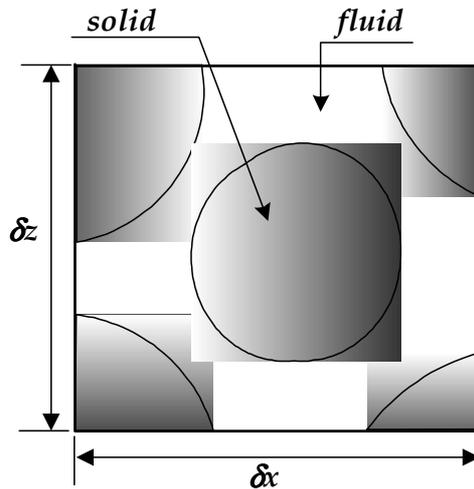


Fig. 3.3 Porosity

3.1.3 유체저항

(1) 관성력

유체저항은 유체 중의 구조물로부터 받는 관성력과 항력으로 대별된다. 그 중 관성력항은 다음 식으로 표현된다.

$$M_x = (1 - \gamma_v) C_M \frac{Du}{Dt} = (1 - \gamma_v) C_M \left\{ \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right\} \quad (3.9)$$

$$M_z = (1 - \gamma_v) C_M \frac{Dw}{Dt} = (1 - \gamma_v) C_M \left\{ \frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right\} \quad (3.10)$$

여기서, C_M 은 관성력계수로 $C_M = 1 + \kappa$ 로 표현되고, κ 는 부가질량계수이다. 일반적으로 C_M 의 정확한 값은 수리실험을 통해서 산정되지만 투과층 공극 중의 유체의 일부, 혹은 전부가 부가질량이 되는 것으로 간주하면 부가질량계수 κ 는 식 (3.11)의 범위를 취할 수 있고 이로써 관성력계수 C_M 은 식 (3.12)의 범위를 취할 수 있다.

$$0 \leq \kappa \leq \frac{\gamma_v}{1 - \gamma_v} \quad (3.11)$$

$$1 \leq C_M \leq \frac{1}{1 - \gamma_v} \quad (3.12)$$

투과층내의 공극율을 $\gamma_v = 0.4$ 로 하면 관성력계수는 식 (3.12)로부터 $1 \leq C_M \leq 1.67$ 의 범위를 갖는다.

본 연구에서는 투과층을 구성하는 사석을 지름이 일정한 구로 가정하여 관성력계수 $C_M = 1.5$ 를 적용하였다.

(2) 항력

항력항에 관해서는 식 (3.13)의 Dupit-Forchheier형 저항법칙이 있다.

$$\begin{cases} R_x = f_l u + f_r |u| u \\ R_z = f_l w + f_r |w| w \end{cases} \quad (3.13)$$

여기서, u, w 는 각 방향으로의 침투속도이고, f_l, f_r 은 각각 층류저항계수와 난류저

항계수로 실험으로부터 산정된다.

Ward(1964)는 입경이 큰 자갈층내의 정상류에 대한 압력손실항에 대해 식 (3.14)를 제안하였다.

$$-\frac{1}{\rho} \nabla (p + \rho g z) = \frac{v \gamma_v \mathbf{q}}{K_p} + \frac{C \gamma_v^2}{\sqrt{K_p}} \mathbf{q} \mathbf{q} \quad (3.14)$$

여기서, \mathbf{q} 는 투과층내의 침투속도벡터로 $\mathbf{q} = (u, w)$ 이고, v 는 동점성계수, C 는 무차원난류저항계수, K_p 는 투수계수이다.

식 (3.14)와 같이 손실항은 유속의 2승에 비례한다. 그러나 지금까지의 포텐셜이론에 의한 파동장해석에서는 Laurentz의 등가일의 법칙을 이용하여 비선형항을 선형화시키고 있다. 본 연구에서는 실제 현상에 보다 가까운 형태로 모델화하기 위해 항력항을 근사없이 비선형인 채로 도입하고 있는 榊山와 鹿島(1992)의 항력항을 도입한다.

x 방향에 작용하는 항력항을 고체를 포함한 미소요소 $\delta x \delta z$ 에 균등하게 작용하는 등가저항으로 간주하면 식 (3.15)로 얻을 수 있다.

$$R_x \delta x \delta z \equiv \int \int (\tau_{xx} dA_x + \tau_{xz} dA_z) \quad (3.15)$$

여기서, dA_x, dA_z 는 각각 전단력 τ_{xx}, τ_{xz} 가 작용하는 미소면적이다. τ_{xx}, τ_{xz} 를 미소요소 $\delta x, \delta z$ 내에서 일정하다고 가정하면 다음과 같이 근사시킬 수 있다.

$$\begin{pmatrix} \int \int dA_x \alpha (1 - \gamma_x) \delta z \\ \int \int dA_z \alpha (1 - \gamma_z) \delta x \end{pmatrix} \quad (3.16)$$

또한 층류적저항에 비해 난류적저항이 지배적이고, 전단응력은 유속의 2승에 비례한 형태하므로 전단응력 τ_{xx} 는 식 (3.17)로 표현된다.

$$\tau_{xx} = \frac{1}{2} \rho C_D u \sqrt{u^2 + w^2} \quad (3.17)$$

여기서, C_D 는 항력계수이다. 식 (3.16)과 식 (3.17)의 관계를 이용하면 각 방향에 작용하는 항력은 다음과 같이 표현된다.

$$R_x = \frac{1}{2\delta_x} \rho C_D (1 - \gamma_x) u \sqrt{u^2 + w^2} \quad (3.18)$$

$$R_z = \frac{1}{2\delta_z} \rho C_D (1 - \gamma_z) w \sqrt{u^2 + w^2} \quad (3.19)$$

식 (3.9), (3.10)의 관성력항과 식 (3.18), (3.19)의 항력항을 운동방정식 (3.2), (3.3)에 대입하면 다음의 운동방정식을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} \zeta_v \frac{\partial u}{\partial t} + \zeta_x u \frac{\partial u}{\partial x} + \zeta_z w \frac{\partial u}{\partial z} = & -\gamma_v \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{1}{2\delta_x} \rho C_D (1 - \gamma_x) u \sqrt{u^2 + w^2} \\ & + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \gamma_x \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_z \tau_{zx}}{\partial z} \right) - \frac{2\nu}{3} \frac{\partial \gamma_x S^*}{\partial x} \end{aligned} \quad (3.20)$$

$$\begin{aligned} \zeta_v \frac{\partial w}{\partial t} + \zeta_x u \frac{\partial w}{\partial x} + \zeta_z w \frac{\partial w}{\partial z} = & -\gamma_z g_z - \gamma_v \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \\ & - \frac{\rho}{2\delta_z} C_D (1 - \gamma_z) w \sqrt{u^2 + w^2} \\ & + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \gamma_x \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_z \tau_{zz}}{\partial z} \right) - \frac{2\nu}{3} \frac{\partial \gamma_z S^*}{\partial z} - \lambda w \end{aligned} \quad (3.21)$$

여기서,

$$\begin{cases} \zeta_v = \gamma_v + (1 - \gamma_v) C_M \\ \zeta_x = \gamma_x + (1 - \gamma_v) C_M \\ \zeta_z = \gamma_z + (1 - \gamma_v) C_M \end{cases} \quad (3.22)$$

3.1.4 기초방정식의 이산화

연속방정식을 셀 중앙에서 2차정도의 중앙차분으로 근사시키면 다음과 같이 이산화된다.

$$\begin{aligned} & \left[\frac{(\gamma_x)_{i+1/2, k} u_{i+1/2, k}^{n+1} - (\gamma_x)_{i-1/2, k} u_{i-1/2, k}^{n+1}}{\delta x_i} \right. \\ & \left. + \frac{(\gamma_z)_{i, k+1/2} w_{i, k+1/2}^{n+1} - (\gamma_z)_{i, k-1/2} w_{i, k-1/2}^{n+1}}{\delta z_k} \right] = S_{i, k}^{*n+1} \end{aligned} \quad (3.23)$$

여기서, 윗첨자는 시간스텝을, 아래첨자는 공간스텝을 나타낸다.

운동방정식에 대해서 시간항에 전진차분근사를, 이류항에는 수치확산을 제어하기 위해 1차정도의 상류차분과 2차정도의 중앙차분을 혼합한 증여(donor)차분근사를, 나머지 항에 대해서는 중앙차분근사를 적용한다.

식 (3.20)의 이류항 $\left(\zeta_x u \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i+1/2, k}$ 에 중앙차분식을 고려하면 다음과 같이 된다.

$$\left(\zeta_x u \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i+1/2, k} = \frac{(\zeta_x u)_{i+1/2, k}}{\delta x_i + \delta x_{i+1}} \left[\delta x_i \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i+1, k} + \delta x_{i+1} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i, k} \right] \quad (3.24)$$

또한 식 (3.20)의 이류항 $\left(\zeta_x u \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i+1/2, k}$ 에 상류차분은 적용하면 $u_{i+1/2, k}$ 의 방향에 의해 식 (3.25), (3.26)을 얻을 수 있다.

$$\text{If } u_{i+1/2, k} > 0 \text{ then } (\zeta_x)_{i+1/2, k} u_{i+1/2, k} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i, k} \quad (3.25)$$

$$\text{If } u_{i+1/2, k} < 0 \text{ then } (\zeta_x)_{i+1/2, k} u_{i+1/2, k} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i+1, k} \quad (3.26)$$

따라서 중앙차분에 의한 이산화식 (3.24)와 상류차분에 의한 이산화식 (3.25), (3.26)을 모두 고려하기 위해 매개변수 α 를 도입하여 재정리하면 식 (3.27)과 같이 주어진다.

$$\begin{aligned} (\zeta_x)_{i+1/2, k} \frac{u_{i+1/2, k}}{\delta x_{\alpha 1}} \left[\delta x_{i+1} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i+1, k} + \delta x_{i+1} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i, k} \right. \\ \left. + \alpha \operatorname{sgn}(u_{i+1/2, k}) \left\{ \delta x_{i+1} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i, k} - \delta x_{i+1} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i+1, k} \right\} \right] \end{aligned} \quad (3.27)$$

$$\delta x_{\alpha 1} = \delta x_i + \delta x_{i+1} + \alpha \operatorname{sgn}(u_{i+1/2, k})(\delta x_{i+1} - \delta x_i) \quad (3.28)$$

여기서, $\alpha = 1$ 일 경우는 Courant 조건을 만족하면서 안정성을 확보할 수 있는 1차 정도의 상류차분(upstream difference)이 되고, $\alpha = 0$ 일 경우는 정도는 높지만 불안정성이 증가하는 2차 정도의 중앙차분이 된다. 본 연구에서는 $\alpha = 0.5$ 를 적용하는 증여차분근사를 채택하는 것으로 한다.

각 방향의 운동방정식의 이류항에 상기의 증여차분을 적용하고, 전술한 바와 같이 나머지 항에 대해서는 중앙차분근사를, 시간항에 대해서는 전진차분근사를 적용하면 각 방향의 운동방정식은 다음과 같이 이산화된다.

$$\begin{aligned} u_{i+1/2, k}^{n+1} = u_{i+1/2, k}^n + \frac{\delta t}{(\zeta_v)_{i+1/2, k}} \\ [p_{\text{rex}}^n - ADux^n - ADuz^n + Visx^n + Swx^n] \end{aligned} \quad (3.29)$$

$$w_{i, k+1/2}^{n+1} = w_{i, k+1/2}^n + \frac{\delta t}{(\zeta_v)_{i, k+1/2}}$$

$$[-g_z - p_{rez}^n - AD_{wx}^n - AD_{wz}^n + Visz^n + Swz^n] \quad (3.30)$$

여기서, p_{rex}, p_{rez} 는 각각 x 와 z 방향의 압력항을, AD_{wx}, AD_{wz} 는 이류항을 $Visx, Visz$ 는 점성항을, Swx, Swz 는 소스항을 나타낸다.

3.1.5 수치계산 방법

투과성 잠제의 수치계산에 적용한 기초방정식 (3.1)~(3.4)는 투과층 외부의 영역에서도 만족하므로 계산방법은 제 2장의 불투과성 잠제에 적용한 경계조건, 안정조건을 동일하게 적용할 수 있다.

3.2 해석결과

투과성 잠제에 대해서도 불투과성 잠제 해석에서 고려한 잠제 모델과 동일한 단면 (Table-3 참조)에 대하여 수치실험을 수행하였다.

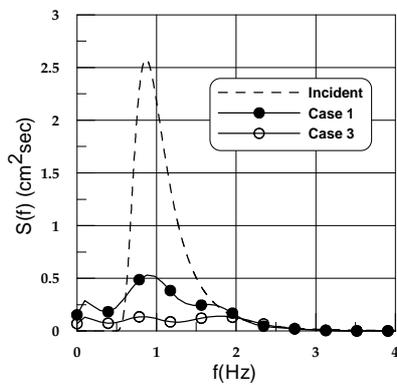
Table-3 Conditions of numerical simulation

	Crown width (B)	Crown depth (qh)	Separated distance (l)	Model
Case 1	200	5	-	One-Rowed Permeable Submerged Breakwater
Case 2	200	10	-	
Case 3	80	5	60	Two-Rowed Permeable Submerged Breakwaters
Case 4	80	5	80	

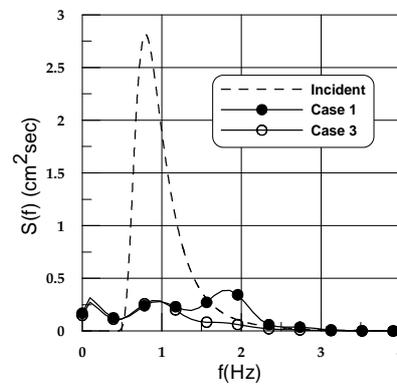
unit: *cm*

Fig. 3.4는 일렬과 이렬 투과성 잠제에 대해 파랑에너지의 전달특성을 나타낸 것으로, Case 1과 Case 3의 경우에 천단상에서 쇄파가 발생하는 천단수심 $qh = 5\text{cm}$, 유의파고 $H = 5\text{cm}$, 유의주기 $T_{1/3} = 1.10, 1.20, 1.30, 1.50, 1.60\text{sec}$ 에 대한 주파수 스펙트럼의 결과이다. 투과성 잠제 역시 불투과성 잠제와 마찬가지로 잠제 배후에서 상당한 에너지감쇠를 보이고 있다. Case 1은 잠제 천단에서 쇄파가 일어난 경우로 유의주기 $T_{1/3} = 1.10\text{sec}$ 에서는 스펙트럼의 피크가 입사파의 유의주기대 부

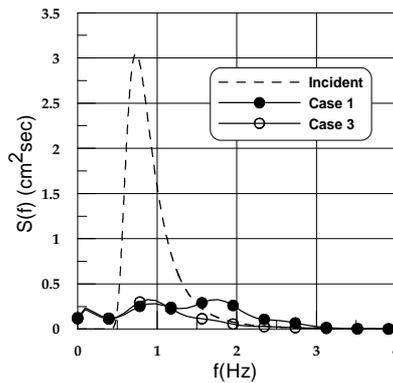
근에서 나타나지만 유의주기가 증가할수록 입사파의 유의주기대에서 단주기쪽으로 이동하는 현상을 나타내고 있으며, 입사파랑의 에너지감쇠 또한 크게 일어나는 것을 알 수 있다. 일렬 투과성 잠재에서 파가 단주기쪽으로 이동되는 현상은 전술한 바와 같이 파의 분열현상에 기인하는 것으로 판단된다. Case 3의 경우에는 전체적으로 일렬에 비해 입사파랑의 에너지감쇠가 작게 발생하며, 스펙트럼의 피크는 유의주기대와 거의 동일한 주기대에서 존재하는 것을 확인할 수 있었다. 또한 유의주기 $T_{1/2} = 1.50, 1.60 \text{ sec}$ 의 경우에 파랑에너지 분포는 특정 주파수대에 뚜렷한 피크가 존재하지 않고 전 주기대에 고르게 분포하고 있었다. 따라서 투과성 잠재의 경우 장주기파제어에도 효과적인 것으로 판단된다.



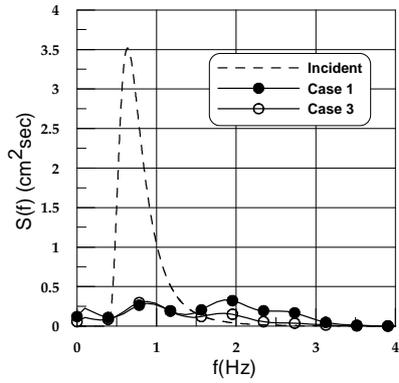
(a) $T_{1/3} = 1.10 \text{ sec}$



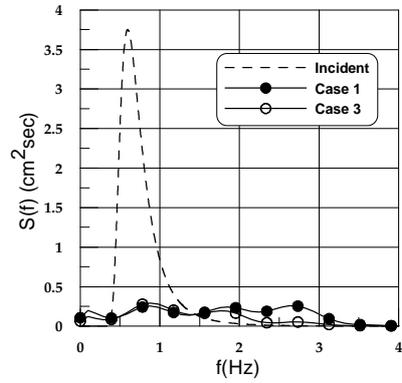
(b) $T_{1/3} = 1.20 \text{ sec}$



(c) $T_{1/3} = 1.30 \text{ sec}$



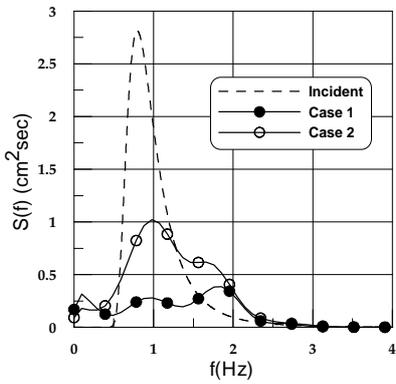
(d) $T_{1/3} = 1.50 \text{ sec}$



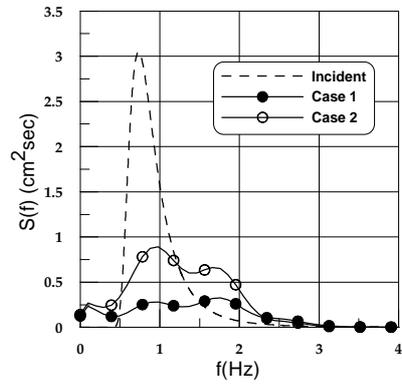
(e) $T_{1/3} = 1.60 \text{ sec}$

Fig. 3.4 Comparison of frequency spectrum for Case 1 and Case 3

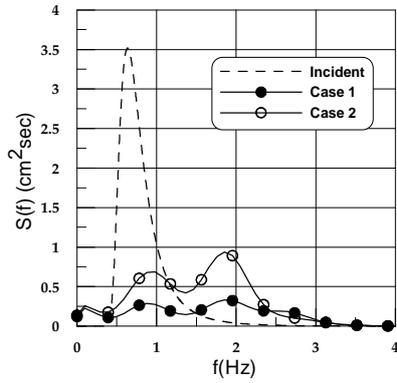
Fig. 3.5는 일렬 투과성 잠재에 대해 천단수심의 변화에 따른 주파수 스펙트럼의 분포를 나타낸 것이다. 천단수심 $qh = 10 \text{ cm}$ 인 Case 2의 $T_{1/3} = 1.20, 1.30 \text{ sec}$ 경우는 쇄파가 발생하지 않은 경우로 유의주기대 부근에서 스펙트럼 피크가 존재하며, 쇄파가 발생한 유의주기 $T_{1/3} = 1.50, 1.60 \text{ sec}$ 에서는 유의주기대 부근에서 스펙트럼 피크가 나타나지만 단주기인 주파수 $f = 1.5 \sim 2.0 \text{ Hz}$ 부근에서도 피크가 나타나고 있다.



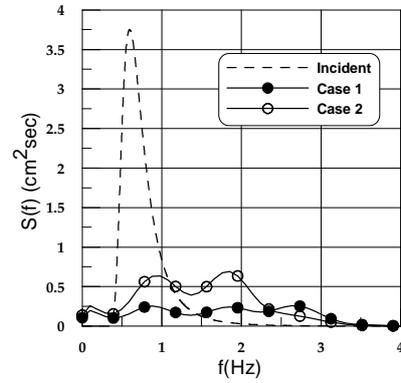
(a) $T_{1/3} = 1.20 \text{ sec}$



(b) $T_{1/3} = 1.30 \text{ sec}$



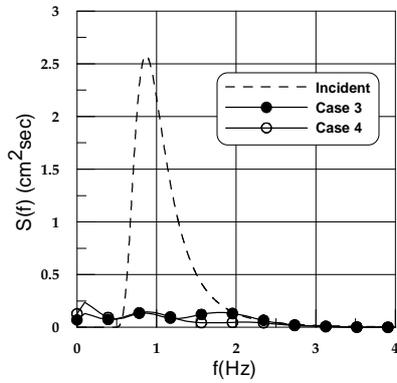
(c) $T_{1/3} = 1.50 \text{ sec}$



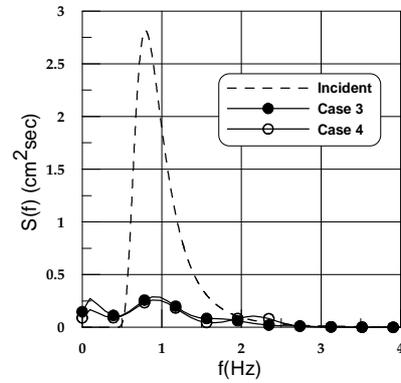
(d) $T_{1/3} = 1.60 \text{ sec}$

Fig. 3.5 Comparison of frequency spectrum for Case 1 and Case 2

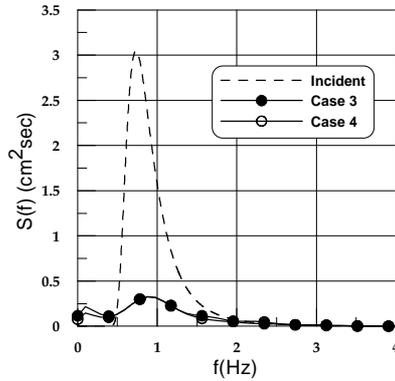
이열 투과성 잠제에 대해서 이격거리를 변화시킨 Case 3과 Case 4에 대한 잠제 배후에서 주파수 스펙트럼의 변화에 대하여 **Fig. 3.6**에 나타내었다. 전 주기대에서 미소한 차이를 보이고 있으나 전체적으로 주파수 스펙트럼의 밴드폭이 거의 일치하고 있으며, 스펙트럼의 피크는 유의주기대 부근에서 나타나고 있는 것을 확인할 수 있다.



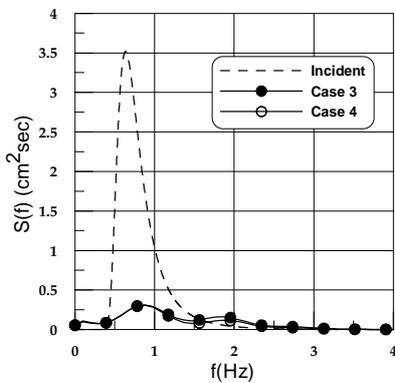
(a) $T_{1/3} = 1.10 \text{ sec}$



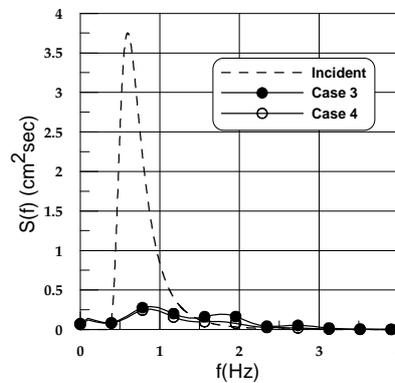
(b) $T_{1/3} = 1.20 \text{ sec}$



(c) $T_{1/3} = 1.30 \text{ sec}$



(d) $T_{1/3} = 1.50 \text{ sec}$



(e) $T_{1/3} = 1.60 \text{ sec}$

Fig. 3.6 Comparison of frequency spectrum for Case 3 and Case 4

그러나 본 연구에서 검토한 이격거리만으로는 이격거리변화에 따른 파랑에너지 변화에 대한 영향을 정확하게 판단할 수 없으므로 보다 다양한 이격거리에 대한 검토가 필요할 것으로 판단된다.

Fig 3.7은 일렬과 이열 투과성 잠제에 있어서 쇄파의 유무에 따른 잠제 배후에서의 투과율을 나타낸 것으로 불투과성 잠제와 동일한 수법으로 투과율을 추정하였다.

쇄파가 발생하지 않을 경우에 대해서는 Table-4와 같은 잠제 모델을 상정하였다.

Table-4 Conditions of numerical simulation

	Crown width (B)	Crown depth (qh)	Separated distance (l)	Model
Case 5	100	10	-	One-Rowed Permeable Submerged Breakwater
Case 6	50	10	50	Two-Rowed Permeable Submerged Breakwaters

unit : cm

쇄파가 발생하지 않은 Case 5, Case 6의 경우에 있어서 잠제 배후에서 투과율의 차이는 거의 없지만 주기가 증가하면서 다소 높아지는 경향을 보이고 있었다. 그러나 쇄파가 발생한 Case 1, Case 3의 경우를 보면 쇄파에 의한 상당량의 에너지감쇠가 있음을 확인할 수 있으며, 주기가 증가할수록 투과율이 다소 커지는 경향을 보이고 있다.

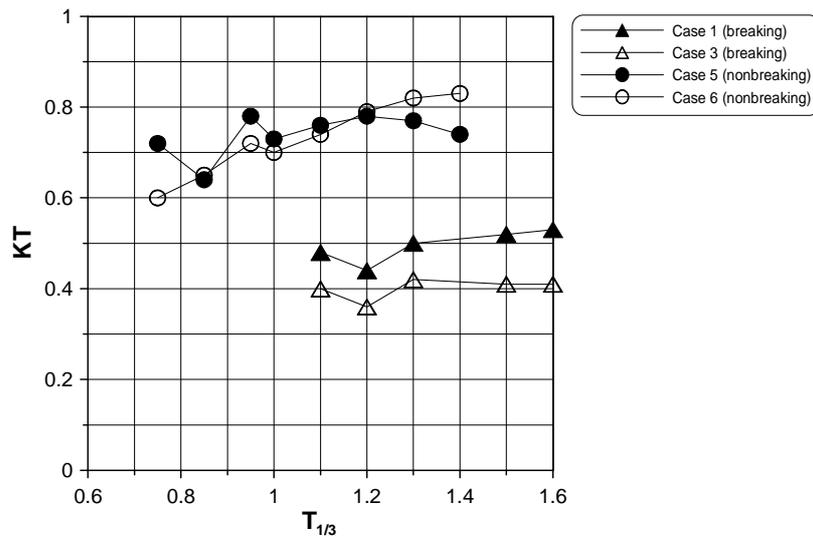


Fig 3.7 Comparison of transmission coefficient for breaking and non-breaking conditions

제 4장 결론

본 연구에서는 VOF법에 기초하여 불규칙 파동장 내에 설치된 잠제에 의한 파랑에너지의 변화특성과 파랑변형계수에 대해 스펙트럼 해석을 통해 수치적으로 고찰하였다. 목표한 스펙트럼의 기대한 불규칙파를 수치적으로 만족스럽게 조파시킬 수 있었으며, 그 결과 불투과성 잠제와 투과성 잠제 배후에서 상당한 에너지감쇠를 확인 할 수 있었다. 또한 입사파에너지와 투과파에너지의 비율로부터 얻어진 투과율도 쇄파에 의한 에너지감쇠를 잘 표현하고 있었다.

이하에 잠제를 불투과성과 투과성으로 구분하여 중요한 사항을 기술한다.

4.1 불투과성 잠제

1. 쇄파가 발생한 일렬과 이열잠제의 경우 잠제 배후에서 상당한 에너지감쇠를 보이고 있었다. 일렬잠제의 경우 스펙트럼의 피크도 뚜렷하게 나타났으며, 파의 분열현상에 의해 스펙트럼의 피크가 유의주기대에서 단주기쪽으로 이동되는 현상을 확인할 수 있었다. 이열잠제의 경우 일렬잠제에 비해 전체적으로 전 주기대에 걸쳐 파랑에너지가 고르게 분포하고 있었으며, 스펙트럼의 피크는 유의주기가 작을수록 유의주기대에서 장주기쪽으로 이동되는 것을 확인할 수 있었다.

2. 천단수심이 상대적으로 깊은 경우 쇄파의 발생크기가 작게 나타났으며, 잠제배후로 전달되는 입사파에너지가 매우 크게 나타났다. 또한 스펙트럼의 피크는 단주기쪽으로 이동되어 나타났지만 유의주기대에서도 스펙트럼의 피크가 존재하는 것을 확인 할 수 있었다.

4.2 투과성 잠제

1. 불투과성 잠제와 동일하게 쇄파가 발생한 경우 잠제 배후에서 상당한 에너지감쇠를 보이고 있었다. 일렬잠제의 경우 유의주기가 증가할수록 스펙트럼의 피크가 단주기쪽으로 이동하였으며, 파랑에너지 감쇠도 크게 나타나 장주기파에 대해서도 파랑제어 효과가 기대된다. 이열잠제의 경우 일렬잠제에 비해 잠제 배후에서의 파랑에너지가 작게 나타나고 있으며 스펙트럼의 피크는 유의주기대에서 나타나고 있었다.
2. 쇄파가 발생하지 않은 경우 잠제 배후에서의 파랑에너지가 매우 크게 나타나고 있었으며 스펙트럼의 피크는 유의주기대에서 나타나고 있었지만 단주기쪽으로 이동된 부분에서도 피크가 존재하고 있었다.
3. 불투과성 잠제와 투과성 잠제에서 이격거리를 변화시킨 경우 잠제 배후에서 주파수 스펙트럼의 밴드폭이 거의 일치하고 있었다. 그러나 본 연구에서는 극히 제한된 조건에서 이격거리를 검토하였으므로 이격거리에 따른 파랑변형에 대한 영향을 판단하기 위해서는 다양한 이격거리에 대한 검토가 필요할 것으로 판단된다. 또한, 쇄파의 발생규모에 따른 전달율에 대하여 검토한 결과 잠제 천단상에서의 쇄파에 의한 에너지감쇠를 확인할 수 있었으며, 향후 쇄파시의 투과율 판정에 귀중한 정보를 제공할 수 있을 것으로 판단된다.
4. 수치파동수로내에서 불규칙파의 조파가 가능하므로 구조물 설계시에 수치파동수로의 역할이 기대가 되나 본 연구에서 적용한 수치파동수로는 차분법에 기초하므로 계산시간의 효율성이 다소 떨어지는 단점이 있다. 따라서 계산시간의 효율을 높이기 위해 다른 수치기법과의 접목이 필요할 것으로 판단된다.

<參考文獻>

- [1] 조영석, 권순일, 한영훈, 김미화, 신혜정(1992) : 난수 발생기의 비교, 영남 통계학회, 제 3권, 제2호, pp. 75-87.
- [2] 김도삼, 허동수, 윤덕영, 정연태(1997) : 수치과동수조 중에 놓인 잠제에 의한 쇄파의 수치해석, 대한토목학회논문집, 제 17권, 제 2-3호, pp. 251-259.
- [3] 김도삼, 허동수, 정연태, 윤덕영(1998) : 투과성잠제에 의한 쇄파의 수치해석에 관한 연구, 대한토목학회논문집, 제 18권, 제 2-1호, pp. 59-65.
- [4] 김도삼(2000) : 다열잠제에 의한 파랑의 전달율과 반사율, 대한토목학회논문집, 20(1-B) : pp. 85-94.
- [5] 김도삼, 이광호, 허동수, 김정수(2001) : VOF법에 기초한 불투과성잠제 주변과동장의 해석, 대한토목학회논문집, 제 21권, 제 1호, pp. 31-35.
- [6] 김도삼, 이광호, 김정수(2002) : 수중투과성구조물에 의한 쇄파를 수반한 파랑변형 및 유속장 해석, 한국해양해양공학회지, 제 14권, 제 2호, pp. 171-181.
- [7] 이광호(2002) : VOF법에 의한 불투과성잠제 및 투과성잠제 주변과동장의 쇄파를 포함한 FULL NONLINEAR 해석에 관한 연구, 석사학위논문, 한국해양대학교.
- [8] 中村 充, 白石英彦, 佐々木泰雄(1966) : 潜堤による消波について, 第13回海岸工学講演 会講演集, pp.76-79.
- [9] 合田良實(1977) : 港灣構造物の耐波設計, 麗島出版會.
- [10] Somchai Rojanakmthron, 磯部雅彦, 渡辺 晃(1989) : 透過潜堤による波浪變形モデル, 海岸工学論文集, 第36巻, pp. 634-647.
- [11] 加藤 始(1992) : 透過潜堤による波高減衰効果と堤内水位上昇に関する研究. 海岸工学論 文集, 第39巻, pp. 636-640.
- [12] 榊山 勉, 鹿島遼一(1992) : ポーラスボディモデルによる透過性防波堤周辺の波動解析手法の開発, 電力中央研究報告書, 48p..
- [13] 織田辛伸, 岩田好一朗, 金度三(1993) : 潜水構造物による碎波の数値解析, 海岸工学論文集, 第40巻, pp. 601-605.
- [14] 標宣男, 鈴木正昭, 石黒美佐子, 寺坂晴未(1994) : 數値流體力學, 複雑流のモデルと數値解析, 朝倉書店.
- [15] 權赫珉(1996) : 複合斷面による不規則波浪の碎破變形に関する研究, 工学博士學位論文, 横浜國立大學大學院.
- [16] 川崎浩司(1997) : 潜水構造物による碎波變形と再生過程に関する基礎的研究, 工学博士學位論文, 名古屋大學大學院

- [17] 蔣 勤, 高橋重雄, 村西佳美, 磯部雅彦(2000) : 波・地盤・構造物の相互作用に関するVOF-FEM 豫測モデルの開発, 海岸工学論文集, 第47巻, pp. 51-55.
- [18] 許 東秀, 水谷法美(2000) : 潜堤上の擬岩に作用する不規則波の波力特性とその豫測手法, 海岸工学論文集, 第47巻, pp. 751-755.
- [19] 沿岸開発技術研究センター(2001) : CADMAS-SURF数値波動水路の開発・研究.
- [20] Mitsuyasu, H.(1970) : On the growth of spectrum of wind-generated waves(2)-spectral shape of wind waves at finite fetch, Proc. Japanese Conf. Coastal Eng, pp. 1-7.
- [21] Hint, C. W. and Amsden, A. A.(1974) : An arbitrary lagrangian-eulerian computing for all flow speed. J. Comp. Phys., 14, 227-254.
- [22] Longuet-Higgins, M. S. and Cokelet, E. D.(1976) : The deformation of step surface waves on water, I.A Numerical method of computation, Proc. Roy. Lond. A, Vol.350, pp. 1-26.
- [23] Orlanski, I.(1976) : A simple boundary condition for unbounded hyperbolic flows, Jour. Comp. Phys., Vol.21, pp.251-269.
- [24] Goda, Y.(1977) : Numerical experiments on statistical variability of ocean waves, Rept. Port and Harbour Res. Inst. 16(2), pp. 3-26.
- [25] Nichols, B. D., Hirt, C. W. and Hotchkiss, R. S.(1980) : SOLA-VOF ; A solution algorithm for transient fluid flow with multiple free boundaries, Report LA-8355, Los Alamos Scientific Laboratory, University of California, 119p.
- [26] Hirt, C. W. and Nichols, B. D.(1981) : Volume of fluid(VOF) method for dynamics of free boundaries, J. Comp. Phys, 39, pp. 201-225.
- [27] Kioka, W.(1983) : Numerical analysis of breaking waves in a shallow water, Coastal. Eng. in Japan, Vol.26, pp. 11-18.
- [28] Dold, J. W. and Peregrine, D. H.(1984) : Step unsteady water waves, An efficient computational scheme, Proc. 19th Coastal. Eng. Conf., Vol.1, pp. 955-967.
- [29] Torrey, M. D., Cloutman, L. D., Mjolsness, R.C. and Hirt, C. W.(1985) : NASA-VOF2D ; a computer program for incompressible flows with free surfaces. Report LA-10612-ms. Los Alamos Scientific Report, Los Alamos, NM, USA.
- [30] Brorsen, M. and Larsen J.(1987) : Source generation of nonlinear gravity waves with the boundary integral equation method, Coastal Eng, Vol.11, pp.93-113.

- [31] Hinatsu, M.(1992) : Numerical simulation of unsteady viscous nonlinear waves using moving grid system fitted on a free surface, J. Kansai Soc. Naval Architects Japan, No 217, pp. 1-11.
- [32] Van der Meer, J. W., Petit, H. A. H., van den Bosch, P., Klopman, G. and Broekens, R. D.(1992) : Numerical simulation of wave motion on and in coastal structures, Proceeding 23rd International Conference on Coastal Engineering, Venice, Italy, pp. 1772-1784.
- [33] Welch, H. E., Harlow, F. H., Shannon, H. P. and Daly, B. J.(1996) : The MAC method-A computing technique for solving viscous incompressible, transient fluid flow problem involving free surfaces, LA-3425.

감사의 글

기대감보다는 두려움이 앞섰던 부산에서의 대학원 생활을 잘 마무리하기까지 정말 많은 분들의 도움이 있었습니다. 그분들의 도움으로 이제 무사히 석사학위논문을 탈고하게 되었기에 깊이 머리 숙여 감사 드립니다.

한없이 부족한 저에게 대학원 진학의 기회를 주시고, 생소한 학문에 힘들어할 때마다 끝없는 관심과 지도를 아끼지 않으신 김도삼 교수님께 한없는 감사를 드리며, 항상 자상하게 대해주시며 좋은 논문이 되도록 지도해주신 김태곤 교수님, 경갑수 교수님 그리고 이중우 교수님께도 깊은 감사를 드립니다.

언제나 후배들에게 조언을 아끼지 않으시던 윤희면 선생님과 일본생활을 마치고 한국에서 연구를 하게 되신 허동수 박사님, 후배들에게 해준 것이 없으며 항상 미안해하는 승현이형, 지금은 일본에서 더 큰 꿈을 위해 학업에 매진중인 광호형 그리고 낯선 대학원생활을 너무나도 편안하게 시작할 수 있도록 도와준 재석이형, 동환이형, 순철이, 순범이, 여정이, 연구실에서 함께 동고동락한 창훈이와 낙훈이, 새 신랑이된 민기와 이제 막 사회생활을 시작한 영재, 언제나 즐거움을 주던 재영이, 항상 열심히 정훈이와 실험실의 막내 윤석이 에게도 감사의 마음을 전합니다.

친구의 오랜 타지 생활을 묵묵히 지켜 봐주던 나의 영원한 친구 대홍이, 성일이, 용재, 성열이, 오형이, 희수, 지연이, 성연이, 지원이, 여란이 그리고 나약해 질 때마다 충고와 격려를 아끼지 않던 대회형과 형구형, 병준이형 항상 내편이 되어준 형 같은 동생 태호, 그리고 믿음직한 나의 동기 진철이와 민기 에게도 고마움을 전합니다.

끝으로 언제나 저를 위해 기도해 주신 어머니와 항상 정직하게 살라고 하시는 아버지, 막내동생이 공부하는 것을 항상 응원해 주던 숙경이 누나와 임경이 누나에게도 부족하지만 지면으로나마 감사의 마음을 전하며 논문을 완성할 수 있게 보이지 않는 곳에서 지켜주신 하나님께 감사 드립니다.