공 학 석 사 학 위 논 문

해수교환방파제의 형상특성에 관한 수리학적 연구

2010년 2월

부 경 대 학 교 대 학 원

해 양 공 학 과

이 재 훈

공 학 석 사 학 위 논 문

해수교환방파제의 형상특성에 관한 수리학적 연구

지도교수 김 헌 태

이 논문을 공학석사 학위논문으로 제출함.

2010년 2월

부 경 대 학 교 대 학 원

해 양 공 학 과

이 재 훈

이재훈의 공학석사 학위논문을 인준함.

2010년 2월 25일

주 심 공학박사 윤 길 수 ㊞

위 원 공학박사 류 청 로 ㊞

위 원 공학박사 김 헌 태 ㊞

목　　차

List of Figures ········· iii
List of Tables ········· v
List of Symbols ········· vi
ABSTRACT ········· viii

1. 서 론 ········· 1
1.1 연구배경 및 연구목적 ········· 1

2. 해수교환방파제의 구비요건 및 종류 ········· 3
2.1 해수교환방파제의 구비요건 ········· 3
2.2 해수교환방파제의 종류 ········· 5

3. 수치해석 ········· 7
3.1 수치해석이론 ········· 7
3.1.1 기초방정식 ········· 7
3.1.2 체적공극율과 면적공극율의 정의 ········· 8
3.1.3 유체저항 ········· 10
3.1.4 격자설정 ········· 13
3.1.5 기초방정식의 이산화 ········· 14
3.1.6 Sola Scheme ········· 32
3.2 VOF법에 의한 자유표면의 추적 ········· 35
3.2.1 자유표면의 수치계산을 위한 모델 ········· 35
3.2.2 VOF함수의 유도 ········· 37
3.2.3 VOF함수에 의한 자유수면의 모델링 ········· 38
3.2.4 VOF함수에 의한 자유수면의 판정 ········· 39
3.2.5 VOF함수의 수치계산 ········· 41

3.3 경계조건 46
3.3.1 자유표면에서의 경계조건 46
3.3.2 개경계조건 47
3.3.3 조파조건 48
3.3.4 안정조건 51
3.3.5 그 외의 경계조건 52

4. 수치해석 기법의 검증 53
4.1 수치 파동수로 내의 조파파형 검증 53
4.2 기존의 해석결과와 비교 56

5. 결과 및 분석 59
5.1 파이프 내장형 해수교환방파제의 단면특성 59
5.1.1 도수파이프의 위치에 따른 해수유입특성 59
5.1.2 도수파이프의 경사각에 따른 해수유입특성 63
5.2 유수실 내장형 해수교환방파제의 단면특성 66
5.2.1 유입구의 위치에 따른 해수유입특성 66
5.2.2 유수실의 폭에 따른 해수유입특성 70
5.2.3 통수구의 경사에 따른 해수유입특성 73
5.2.4 통수유입구의 크기에 따른 해수유입특성 76
5.2.5 유수실의 위치에 따른 해수유입특성 80

6. 요약 및 결론 84

참고문헌 86

List of Figures

Fig. 3.1 Definition sketch of numerical wave tank.

Fig. 3.2 Definition porosity.

Fig. 3.3 Surface permeability.

Fig. 3.4 Classification of cells and location of the variables in a cell.

Fig. 3.5 Model of upstream difference.

Fig. 3.6 Application of $(\zeta_z)_{i+1/2,k}$ and $w_{i+1/2,k}$.

Fig. 3.7 Application of $(\gamma_v)_{i+1/2,\ k}$.

Fig. 3.8 Application of $(\gamma_x)_{i,\ k}$and $(\gamma_x)_{i+1,\ k}$.

Fig. 3.9 Application of $(\gamma_z)_{i+1/2,k+1/2}$ and $(\gamma_z)_{i+1/2,k-1/2}$.

Fig. 3.10 Application of $(\zeta_x)_{i,k+1/2}$ and $u_{i,k+1/2}$.

Fig. 3.11 Application of $(\gamma_v)_{i,k+1/2}$.

Fig. 3.12 Application of $(\gamma_z)_{i,k+1}$ and $(\gamma_z)_{i,k}$.

Fig. 3.13 Application of $(\gamma_x)_{i+1/2,k+1/2}$ and $(\gamma_x)_{i+1,k-1/2}$.

Fig. 3.14 Newton-Raphson method.

Fig. 3.15 Modeling of free surface.

Fig. 3.16 Exception to the classification of cells.

Fig. 3.17 Evaluation of free surface shape.

Fig. 3.18 Advection method of VOF function.

Fig. 3.19 Exception of advection computation.

Fig. 3.20 Velocity boundary condition.

Fig. 3.21 Pressure boundary condition on the free surface.

Fig. 3.22 Sketch of added fictitious dissipation zone.

Fig. 3.23 Variation of wave source factor.

Fig. 4.1 Measuring points of wave profile.

Fig. 4.2 Time variation of computed wave profiles at each point.

Fig. 4.3 Measuring points of wave profile.
Fig. 4.4 Comparison between calculation results and hydraulic experimental data.
Fig. 5.1 Profile of caisson with submerged horizontal pipe.
Fig. 5.2 Distribution of maximum velocity in horizontal pipe according to entrance height.
Fig. 5.3 Distribution of transmission coefficient in horizontal pipe according to entrance height.
Fig. 5.4 Velocity time series of H=6cm, T=1.2s in caisson with submerged horizontal pipe.
Fig. 5.5 Profile of caisson with submerged angular pipe.
Fig. 5.6 Distribution of mean velocity in angular pipe according to angle of pipe.
Fig. 5.7 Distribution of transmission coefficient in angular pipe according to angle of pipe.
Fig. 5.8 Profile of wave chamber installed seawater exchange breakwater according to elevation of entrance.
Fig. 5.9 Distribution of mean velocity in wave chamber installed seawater exchange breakwater according to elevation of entrance.
Fig. 5.10 Distribution of wave transmission according to elevation of entrance.
Fig. 5.11 Profile of wave chamber installed seawater exchange breakwater according to width of wave chamber.
Fig. 5.12 Distribution of mean velocity in wave chamber installed seawater exchange breakwater according to width of wave chamber.
Fig. 5.13 Distribution of wave transmission according to width of wave chamber.

Fig. 5.14 Profile of wave chamber installed seawater exchange breakwater according to angle of intake duct.
Fig. 5.15 Distribution of mean velocity in wave chamber installed seawater exchange breakwater according to angle of intake duct.
Fig. 5.16 Distribution of wave transmission according to angle of intake duct.
Fig. 5.17 Profile of wave chamber installed seawater exchange breakwater according to size of entrance.
Fig. 5.18 Distributions of net inflow in wave chamber installed seawater exchange breakwater according to size of entrance.
Fig. 5.19 Distribution of transmission coefficient according to size of entrance.
Fig. 5.20 Profile of wave chamber installed seawater exchange breakwater according to location of wave chamber.
Fig. 5.21 Distribution of mean velocity in wave chamber installed seawater exchange breakwater according location of wave chamber.
Fig. 5.22 Distribution of transmission according to location of chamber.

List of Tables

Table 2.1 Classification of seawater exchange breakwater
Table 3.1 Determination of the free surface orientation
Table 5.1 Conditions of numerical test(unit:cm)

List of Symbols

H : wave height
L : wave length
T : wave period
V_{imax} : maximum water particle x-direction velocity.
ρ_w : density of seawater
g_z : gravitational acceleration
h_d : water depth
h_s : location of entrance height
Θ : pipe slope angle
H_i : incident wave height for regular waves
L_i : incident wave length for regular waves
h_c : crest height
h_e : size of entrance
B : width of wave chamber
t : time
$S(f)$: have energy density
S_F : have source
x : horizontal direction
z : vertical direction
u : flow velocity in x-direction
w : flow velocity in z-direction
h : water height
S^* : wave generation source strength
p : pressure
γ_x : ratio of permeable length to the cell length in x-direction

γ_z	:	ratio of permeable length to the cell length in z-direction
γ_y	:	ratio of permeable length to the cell length in y-direction
γ_v	:	ratio of permeability volume in a cell
M_x	:	inertial force in x-direction
M_z	:	inertial force in z-direction
V	:	volume of fluid
F	:	VOF function
C_M	:	inertial force coefficient
κ	:	added mass coefficient
f_l	:	resistance coefficient
f_t	:	resistance coefficient
ν	:	kinematic viscosity coefficient
K_p	:	permeability coefficient
R_x	:	drag in x-direction
R_z	:	drag in z-direction

A Study on Hydraulic Characteristics of Seawater Exchange Breakwater

Jae-hoon Lee

Department of Ocean engineering, Graduate School
Pukyong National University

ABSTRACT

This study investigated hydraulic characteristics of seawater exchange breakwater according to various shapes by numerical model. Numerical model was calibrated against the data from hydraulic model experiments.

The main numerical results are summarized as follows:

1) Maximum inflow velocity in caisson with submerged horizontal pipe appeared at location of water surface.
2) Caisson with submerged angular pipe was better than caisson with submerged horizontal pipe.
3) Seawater exchange performance of wave chamber installed seawater exchange breakwater was best at location of still water level.
4) Width of wave chamber wasn't effect for seawater exchange performance. And in the case of large width, wave transmission was large.

5) In case of wave chamber installed seawater exchange breakwater, Seawater exchange performance was increased with decreasing angle of intake duct.

6) Seawater exchange performance was increased with increasing size of entrance. Also, wave transmission was increased with increasing size of entrance, too.

7) Wave chamber was located at backside, performance of seawater exchange was better than other cases.

1. 서 론

1.1 연구배경 및 연구목적

우리나라는 3면이 바다로 둘러싸인 지리학적 특성으로 인하여 연안개발이 세계에서 가장 활발한 나라중의 하나이다. 연안역의 효율적인 개발과 사용의 극대화를 위해서는 효과적인 방파제의 설치가 중요한데, 방파제가 건설된 수역은 폐쇄성이라는 특성 때문에 항내·외로의 원활한 해수 순환을 제공하지 못하여 항내 수질악화 등의 환경문제가 야기된다. 또한, 연안역의 수질 보전의 중요성은 증가하나 항내의 수질은 날로 악화 되고 있는 실정이다. 항내의 수질을 개선하기 위해서는 오염원의 차단이 필수적이지만, 오염원의 완전 차단은 불가능하다. 그에 대한 보완책인 항내·외 해수를 유통시켜 폐쇄된 수역을 정화하는데 기여할 뿐만 아니라 태풍이나 폭풍에 의한 이상파 출현시 항내의 구조물을 보호하는 기능을 갖는 해수교환방파제(Seawater Exchange Breakwater)에 대한 연구가 국내·외에서 많이 이루어지고 있다.

해수교환방파제의 종류는 크게 조석, 조류에너지를 이용하는 방법과 파랑에너지를 이용하는 방법으로 나뉘는데, 조석이나 조류가 우세하지 않은 해역의 파랑에너지를 이용한 해수교환방파제는 항내·외 양방향 흐름을 유도하는 경우보다 일방향 흐름을 유도할 때 더 해수교환 효과가 크다고 알려져 있다. 최근에, Lee 등(1994)과 Lee 등(2003)은 각각 원호형 수로와 L자형 수로가 있는 케이슨식 해수교환 방파제를 제안하였으나 원호수로형 해수교환방파제의 곡선부는 실제 시공하기가 어려운 문제점이 있다. 케이슨식 해수교환 방파제는 케이슨 앞면에 구멍이 뚫려 있어서, 파도가 밀려오면 이 수로를 통하여 깨끗한 물이 올라와 항내로 연결된 수로로 들어가서 항내의 물이 정화되는 효과가 있다. 또한, Lee 등(1999)은 해수교환방파제가 혼성제에 비해서 수평 파력과 양압력이 작게 작용하여 더 안전하다는 사실을 밝혀내었다. 그리

고 파고 및 주기가 작은 파랑에 대해서 단순히 해수유통로의 설치만으로는 뛰어난 해수효과를 기대하기 어려우므로 방파제 내에 소형 유수실을 내장하여 지속적인 수위차를 발생시켜 유수실에 들어온 해수가 시간을 가지고 유통수로를 통해 항내 정체구역까지 진입하도록 하는 유수실 내장형 해수교환방파제가 있다.

이상과 같은 대부분의 해수교환 방파제에 대한 연구는 단순한 유입유량의 특성에만 관점을 둔 연구가 많은데, 본 연구에서는 파랑에너지를 이용한 해수교환방파제 내부의 흐름 특성을 살펴보고 발생빈도가 높은 파고와 주기에 맞추어 항내 교란이 크지 않은 범위내에서 유입유량을 증대 시킬 수 있는 해수교환방파제의 단면을 구상하였다.

본 논문은 단면의 형식에 따른 해수유입 특성을 상대비교 분석하고, 수리학적 특성을 규명하여 해수교환 성능이 우수한 방파제의 형상 결정에 기여할 수 있는 기초자료를 제공하는 것이 주된 목적이다.

한편, 해수교환방파제의 성능실험은 주로 2차원 수조를 이용한 수리모형실험을 수행하여 수리특성 및 기능수행에 최적으로 적합한 제원을 도출하는 방식을 행하여 왔으나, 이런 수행과정들은 다양한 케이스별 실험으로 인해 비용과 시간이 많이 소요되는 단점이 있다. 이런 문제점들을 해결하기 위해 여러 가지 수치해석기법이 개발되어 이용되고 있으나, 본 연구에서는 자유수면의 결정에 정도가 높은 VOF 기법을 사용한 CADMAS -SURF 프로그램을 이용하여 해수교환방파제의 수리학적 특성에 대해서 연구하였다.

2. 해수교환방파제의 구비요건 및 종류

2.1. 해수교환방파제의 구비요건

해수교환방파제는 기본적으로 방파제의 소파기능을 가지며 동시에 외해수를 항내로 유입시키는 기능을 추가로 가지고 있는 방파제이다. 내부 구조 형상을 살펴보면, 일반 방파제는 밀폐되어 있는 반면에 해수교환방파제는 해수 통로가 될 수 있는 수로의 확보로 빈 공간이 생기게 되며 해수 유입 효율을 극대화하는 방향으로 구조형식을 고안하게 되면 방파제의 안정성은 반대로 저하될 수도 있다. 그러므로 파에 대한 안정성과 해수 유입 기능이 조화를 이루는 방파제 개발을 위하여 해수교환방파제가 갖추어야 할 기능들을 우선 순위에 따라 열거하면 다음과 같다.

① 항내로 일방향 흐름을 유도할 수 있는 형식

해수교환방파제에 의한 항내·외의 해수유통 효과는 일차적으로 방파제를 통해 유입된 해수의 전량이 항의 입구를 통해 항외로 배출될 때 효과가 크다. 그러나 단순히 해수 유통로만을 내장한 방파제로는 유입된 해수 중 상당 부분이 유통로를 통해 역류되므로 항내로의 순유입수의 총량은 감소하며 결국 유입수가 항내로 깊숙이 유입되기도 어렵다. 따라서 방파제 내의 관로에서 역류를 억제함으로써 방파제로부터 항내로의 흐름이 항상 일방향이 되도록 유도함은 매우 중요하다.

② 평상시의 출현율이 높은 파랑을 효과적으로 이용할 수 있는 형식

일반적으로 방파제에서 이상파랑이 내습할 경우에는 월파가 발생하므로 다량의 해수가 항내로 유입된다. 발생 빈도는 높으나 월파를 발생시키지 않는 평상시의 작은 파에 의해서 해수가 효율적으로 유입될 수 있는 구조형식이 바람직하다. 이달수 등(2000)은 파이프로 설치된

유통로에서 관측 유속은 유입·유출이 비슷하여 항내로 유입되는 부분에서 왕복성 흐름이 존재함을 밝혔다. 그러므로 단순한 해수유통로의 설치만으로는 파고 및 주기가 작은 파랑에 의해 다량의 해수가 항내로 유입되는 것을 기대할 수 없다. 따라서, 평상시의 출현률이 높은 파를 대상으로 방파제와 항내 사이에 파랑에 의한 항내·외의 수위차를 증폭시킴으로써 유입수의 양을 증가시킬 수 있는 구조형식이 바람직하다.

③ 외해수가 항내 깊숙이 유입되는 형식

통상 항내의 오염구역 또는 정체구역은 항내 깊숙한 구역에 형성되므로 해수교환방파제를 통해 유입된 해수가 항내를 희석시킬 수 있는 지점까지 도달하기 어려울 것이다. 해수교환방파제를 통해 항내로 유입된 해수는 혼합 과정을 거쳐 일부는 항 깊숙이 도달할 수 있으나 대부분은 방파제의 해수유입부와 항의 입구를 연결하는 흐름을 따라 항외로 배출된다. 따라서 항내 해수의 정체구역 또는 오염이 심한 구역까지 유입수가 도달되지 못하면 항내 수질의 개선은 크게 기대할 수 없다. 이러한 경우 방파제 설치 위치로부터 항내 정체구역까지 유입수를 유도하기 위해 해수유통로를 설치할 필요성이 제기된다. 그러나 단순히 관로를 내장한 해수교환방파제에 유통수로를 연결할 때에는 유통수로의 숫자도 많아질 뿐 아니라 항외 수위가 항내 수위보다 높아지는 수위차가 발생되는 짧은 시간동안 유통수로 내에 있는 해수가 관성을 이기며 항내로 대량 유입되기는 어렵다. 이 현상은 파고 및 주기가 작은 파랑일수록 현저할 것으로 예상된다. 따라서, 방파제 내에 소형 유수실을 내장하여 지속적인 수위차를 발생시켜 유수실에 들어온 해수가 시간을 가지고 유통수로를 통해 항내 정체구역까지 진입하도록 하는 구조형식이 제안된다.

④ 유입수로 인하여 항내에 전달파가 크게 발생하지 않는 구조 형식

다량의 해수 유통을 목표로 한 결과 해수교환방파제를 통과한 해수

가 항내의 정온도를 저해하는 요인이 될 수도 있다. 이런 형식의 방파제는 항내 정온도에 크게 영향을 주지 않는 대형 항만의 외곽 방파제 등으로 사용할 수 있겠으나 항내에 근접하여 설치된 방파제 하나로 보호되는 항만 또는 어항의 주 방파제로 사용할 수는 없을 것이다. 따라서, 유입수는 흐름의 형태로 유입됨으로써 전달파를 크게 발생시키지 않아야 한다.

⑤ 이상파랑시 파력을 분산시킬 수 있는 구조 형식

해수유통의 통로가 되는 수로로 인해 방파제 내부에 공간이 생김으로써 일반 방파제와 비교해 볼 때 안정성 면에서 해수교환방파제가 낮게 평가 될 수 있다. 그러나, 방파제 내부 구조는 해수 유통으로 인해 방파제 전면에 작용하는 파력을 부분적으로 분산시키는 형식으로 되어 일반방파제의 하중에 의한 안정성을 해수교환방파제는 기능적인 면으로 보완할 수 있어야겠다.

2.2. 해수교환방파제의 종류

해수교환 방파제는 이용하는 에너지와 해수교환 원리에 따라 크게 3가지로 분류할 수 있다(Takahashi, 1997; Shiozaki 등, 2004).

첫째는 조석, 조류에너지를 이용하는 투과형 방파제로서 방파제에 개구부를 설치하고 조석, 조류에 의한 흐름으로 해수교환을 이루는 것이다. 구조형식으로는 공극형, 유공형, 개방형이 있고, 대표적인 방파제로서는 유공케이슨, 투과형 직립소파방파제, 부유식 방파제, 커튼식 방파제, 수평판식 방파제 등이 있다.

둘째는 파랑에너지를 이용하는 혼합확산형 방파제로서 평상시의 작은 파랑을 이용하고, 해수소통구 내・외의 수위차에 의해서 발생되는 흐름으로 방파제 내・외의 해수를 희석 혼합하여 해수교환을 이루는 방법이다. 대표적인 방파제로서는 파이프 내장형 방파제가 있으며, 파랑에 의한 흐름은 왕복류이므로 해수교환효과는 방파제 근방에 한정되

는 단점이 있지만 파이프내에 밸브를 장착해 일방향 흐름을 만들어 단점을 보완한 방파제도 제안되었다.

셋째는 파랑에너지를 이용하는 월류형 방파제로서 파랑에너지를 수위 상승으로 변환하여 일방향 흐름을 발생시키는 방법이다. 월류형은 항내에 항상 일방향의 흐름을 발생시키므로 효율적인 해수교환을 기대할 수 있다. 또한 이 형식은 도수로를 수면 아래에 배치하므로 항내 정온도 확보에 있어서도 우수한 구조이다. 대표적인 방파제 형식은 투과슬릿 케이슨 내부에 월파판을 부착하는 형식과 방파제 전면에 잠제 형태의 월류제를 설치하는 형식, 그리고 방파제 전면에 유수실과 케이슨 내부에 도수로를 설치하는 형식등이 있다.

이와 같은 내용을 표로 정리하면 Table 2.1과 같다.

Table 2.1 Classification of seawater exchange breakwater

<table>
<tr><th>이용에너지</th><th>해수교환원리</th><th colspan="2">구조형식</th></tr>
<tr><td rowspan="3">조석, 조류에너지</td><td rowspan="3">투과형</td><td>공극형</td><td>사석제
블록제</td></tr>
<tr><td>유공형</td><td>직립소파 케이슨</td></tr>
<tr><td>개방형</td><td>커튼식 방파제
부유식 방파제
수평판식 방파제
잠제</td></tr>
<tr><td rowspan="2">파랑에너지</td><td>혼합확산형</td><td colspan="2">파이프 내장형 방파제</td></tr>
<tr><td>월류형</td><td colspan="2">월파판 부착형 방파제
월류제 설치형 방파제
유수실 내장형 방파제</td></tr>
</table>

3. 수치해석

3.1 수치해석 이론

파랑제어구조물 주변의 파동장을 해석하기 위하여 Fig. 3.1과 같은 수치파동수로를 고려한다. 수치파동수로는 가상부가감쇠영역(added fictitious dissipation zone)과 계산영역으로 이루어져 있으며, 계산영역 내에는 수치적으로 파랑을 발생시키기 위하여 line-source에 의한 수치조파기가 설치되어 있다. 가상부가감쇠영역은 수치파동수로의 양단에 설치되어 있으며, 이는 개경계에서 파랑이 재반사되어 계산영역의 파동장이 교란되는 것을 방지하기 위함이다.

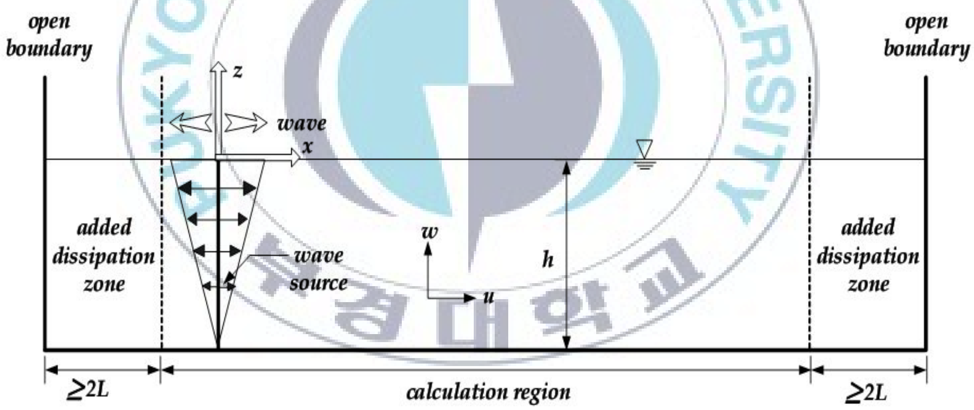


Fig. 3.1 Definition sketch of numerical wave tank.

3.1.1 기초방정식

유체를 비압축성・점성유체라고 가정하면 투과성방파제의 해석을 위한 기초방정식은 다음의 식과 같이 조파 source로 인한 Poisson 방정식(3.1)의 연속방정식과 유체의 점성이 고려된 운동방정식 (3.2), (3.3)으로 구성된다.

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

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

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

여기서, $S^*=S(z,t)\delta(x-x_s)$는 조파위치 $x=x_s$에서의 조파 source의 밀도, δ는 Dirac delta함수, u, w는 각각 유체의 x, z 방향의 속도, ρ는 유체의 밀도, p는 압력, g_z는 중력가속도, λ는 부가감쇠영역에서의 감쇠계수, γ_v는 체적공극율, γ_x, γ_z는 각각 x, z방향의 면적공극율, M_x, M_z는 관성력항, R_x, R_z는 항력항으로 투과층 내부의 저항을 나타낸다.

다음으로, 자유수면의 형상을 추적하기 위하여 Hirt and Nichols(1981)가 제안한 VOF함수 $F(x,z,t)$를 도입한다(이하에서는 F로 표기한다). VOF함수 F는 $0\le F\le 1$의 값을 가지며, F의 이류방정식은 식(3.4)와 같이 주어진다.

$$\frac{\partial(\gamma_v F)}{\partial t}+\frac{\partial(\gamma_x xF)}{\partial x}+\frac{\partial(\gamma_z wF)}{\partial z}=FS^* \tag{3.4}$$

3.1.2 체적공극율과 면적공극율의 정의

Fig. 3.2와 같은 체적요소 $\delta V(=\delta x\delta y\delta z)$의 유체가 차지하는 체적을 δV_f로 정의하면 체적요소 δV에 대한 체적공극율 γ_v를 식 (3.5)와 같이 나타낼 수 있다.

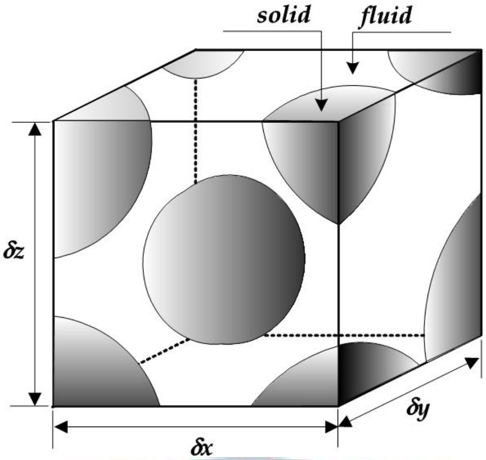


Fig. 3.2 Definition Porosity.

$$\gamma_v = \frac{\delta V_f}{\delta V} = \frac{\delta V_f}{\delta x \delta y \delta z} = \frac{\delta x \delta y \delta z - solid\ volume}{\delta x \delta y \delta z} \tag{3.5}$$

또한, Fig. 3.3과 같은 면적요소 δS의 유체가 차지하는 면적을 각 방향에 대해 δS_x, δS_y, δS_z로 정의하면 면적공극율 γ_x, γ_y, γ_z를 다음과 같이 나타낼 수 있다.

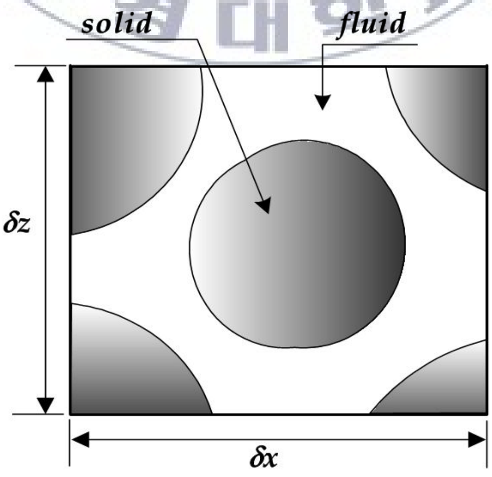


Fig 3.3 Surface permeability.

$$\gamma_x = \frac{\delta S_x}{\delta y \delta z} = \frac{\delta y \delta z - \{solid\ surface\ area\}}{\delta y \delta z} \tag{3.6}$$

$$\gamma_y = \frac{\delta S_y}{\delta x \delta z} = \frac{\delta x \delta z - \{solid\ surface\ area\}}{\delta x \delta z} \tag{3.7}$$

$$\gamma_z = \frac{\delta S_z}{\delta x \delta y} = \frac{\delta x \delta y - \{solid\ surface\ area\}}{\delta x \delta y} \tag{3.8}$$

본 연구에서는 2차원 파동장을 대상으로 하므로 γ_y, δy를 무시한다.

3.1.3 유체저항

(1)관성력

유체저항은 유체 중의 구조물에 의한 관성력과 항력으로 대별된다. 이 중에 관성력항은 다음식으로 표현된다.

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

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

여기서, C_M은 관성력계수로 $C_M = 1+\kappa$로 표현되고, κ는 부가질량계수이다. 일반적으로 C_M의 정확한 값을 산정하기 위하여서는 수리모형실험이 요구되지만 투과층 공극 중의 유체의 일부, 혹은 전부를 부가질량으로 간주하면 부가질량계수 κ는 식 (3.11)의 범위를 취할 수 있고, 이로써 관성력계수 C_M은 식 (3.12)의 범위를 취할 수 있다.

$$0 \le \kappa \le \frac{\gamma_v}{1-\gamma_v} \tag{3.11}$$

$$1 \le C_M \le \frac{1}{1-\gamma_v} \tag{3.12}$$

(2) 항력

항력의 표현으로 식 (3.13)의 Dupit-Forchheier형 저항법칙이 있다.

$$\begin{cases} R_x = f_l u + f_t u|u| \\ R_z = f_l w + f_t w|w| \end{cases} \tag{3.13}$$

여기서, u, w는 각 방향으로의 침투속도, f_l, f_t는 각각 층류저항계수와 난류저항계수로써 실험으로부터 산정된다.

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

$$-\frac{1}{\rho}\nabla(p+\rho g z) = \frac{\nu \gamma_v q}{K_p} + \frac{C_f \gamma_v^2}{\sqrt{K_p}} q|q| \tag{3.14}$$

여기서, q는 투과층 내의 침투속도로써 $q=(u, w)$이고, ν는 동점성계수, C_f는 무차원난류저항계수, K_p는 투수계수이다.

식 (3.14)와 같이 손실항은 유속의 2승에 비례하므로 포텐셜이론에 의한 투과성구조물의 해석에서는 선형저항계수를 얻기 위하여 Laurentz의 등가일의 법칙을 적용하여 비선형항을 선형화시키고 있다.

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

$$R_x \delta x \delta z = \iint (\tau_{xx} a A_x + \tau_{xz} a A_z) \tag{3.15}$$

여기서, aA_x, aA_z는 각각 전단력 τ_{xx}, τ_{xz}가 작용하는 미소면적이다. τ_{xx}, τ_{xz}가 미소요소 δx, δz 내에서 일정하다고 가정하면 식 (3.15)의 우변항을 다음과 같이 근사시킬 수 있다.

$$\begin{cases} \iint \tau_{xx}\, aA_x \propto \tau_{xx}(1-\gamma_x)\delta z \\ \iint \tau_{xz}\, aA_z \propto \tau_{xz}(1-\gamma_z)\delta x \end{cases} \tag{3.16}$$

또한, 층류저항에 비해 난류저항이 지배적이고, 전단응력은 유속의 2승에 비례하는 형으로 주어지기 때문에 전단응력 τ_{xx}는 식 (3.17)로 표현된다.

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

여기서, C_D는 항력계수이다. 식 (3.16)과 식 (3.17)의 관계로부터 각 방향에 작용하는 항력을 다음과 같이 나타낼 수 있다.

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

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

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.

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

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

여기서,

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

3.1.4 격자설정

Fig. 3.4와 같이 수치파동수로를 직사각형의 격자로 나누고, 셀 전체에 유체가 있는 경우를 유체셀, 셀 전체에 기체가 있는 경우를 기체셀, 셀 내에 유체와 기체가 혼합되어 있는 경우를 표면셀, 셀 전체에 구조물이 있는 경우를 구조물 셀로 각각 정의한다. 또한, 격자의 주위에는 직접 계산에 이용되지는 않지만 경계처리시에 필요한 가상셀을 설정한다.

격자를 설정한 후에는 각 셀에서의 유속 u, w를 각각 셀 경계인 오른쪽과 위쪽에 위치시키고, 압력 p, 조파 source S 및 VOF함수 F를 각각 셀 중앙에 위치시키는 Fig. 3.4와 같은 엇갈린격자 (staggered mesh)를 채용한다. 이러한 엇갈린격자는 압력과 속도를 동일한 위치에서 정의할 때 발생될 수 있는 checkboard 해를 방지할 수 있다(Patankar, 1980).

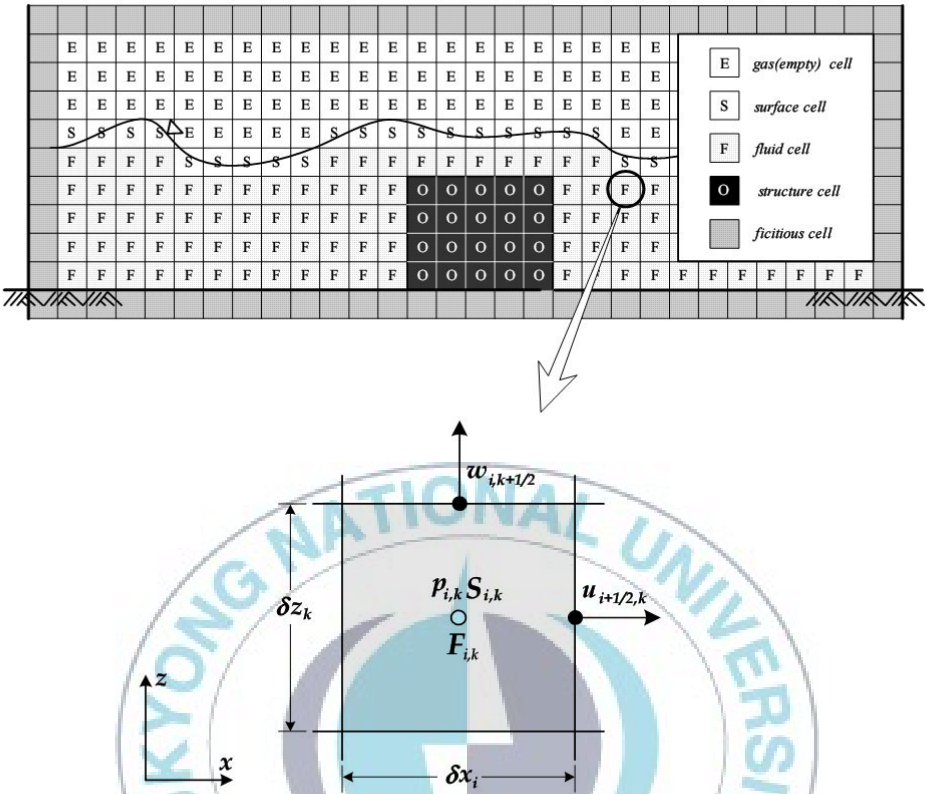


Fig. 3.4 Classification of cells and location of the variables in a cell.

3.1.5 기초방정식의 이산화

(1)연속방정식의 이산화

연속방정식을 셀 중앙에서 2차정도의 중앙차분 근사시키면 다음과 같이 이산화된 식(3.23)으로 표현할 수 있다.

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

여기서, 윗첨자는 시간스텝을 나타내며, 아래첨자는 공간스텝을 나타

낸다.

(2) 운동방정식의 이산화

운동방정식에서 시간항에 전진차분근사를, 이류항에는 수치확산을 제어하기 위하여 1차정도의 상류차분(upstream difference)과 2차정도의 중앙차분을 혼합하여 증여(donor)차분근사를, 나머지항에 중앙차분 근사시키는 양해법(explicit method)을 도입하면 식 (3.20)과 식 (3.21)은 다음과 같이 표현될 수 있다.

$$
\begin{aligned}
&\frac{(\zeta_v u)^{n+1}_{i+1/2,k} - (\zeta_v u)^{n}_{i+1/2,k}}{\delta t} + \left(\zeta_x u \frac{\partial u}{\partial x}\right)^n_{i+1/2,k} + \left(\zeta_z w \frac{\partial u}{\partial x}\right)^n_{i+1/2,k} \qquad (3.24)\\
&= -\left(\gamma_v \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}\right)^n_{i+1/2,k} - \left\{\frac{1}{2\delta x}\rho C_D (1-\gamma_x) u \sqrt{u^2+w^2}\right\}^n_{i+1/2,k}\\
&\quad + \frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial \gamma_x \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_z \tau_{zx}}{\partial z}\right)^n_{i+1/2,k} - \frac{2\nu}{3}\left(\frac{\partial \gamma_x S^*}{\partial x}\right)^n_{i+1/2,k}
\end{aligned}
$$

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

(3.25)

1) x방향의 운동방정식에 대한 이산화

(a) 이류항

상류차분(upstream difference)은 운동방정식의 이류항의 계산시에 발생될 수 있는 수치확산을 제어할 수 있으며, 풍상차분(upwind-difference)으로도 알려져 있다. 이러한 상류차분은 튜브와 탱크모델에 기초를 두고 있는 것으로 알려져 있으며(Patanker S. V, 1980), 이에 대한 개념을 Fig. 3.5에 나타낸다.

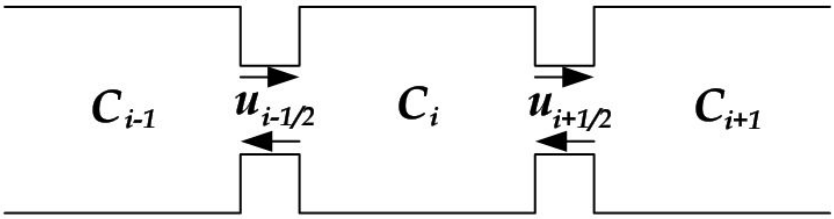


Fig. 3.5 Model of upstream difference.

Fig. 3.5에서의 C는 셀 내에서의 물리량을 나타내며, 첨자는 각각의 셀을 나타낸다. 엇갈린격자를 채용하고 있으므로 셀 (i)에서 유속은 $u_{i+1/2,k}$, $u_{i-1/2,k}$로 된다. 셀 내의 물리량 C가 경계면에서의 유속에 의해 이류된다고 하면 유속의 방향에 의해 물리량 C의 값이 결정된다.

이러한 상류차분을 식 (3.24)의 이류항 $\left(\zeta_x u \frac{\partial u}{\partial x}\right)_{i+1/2,k}$에 적용하면 Fig. 3.5의 물리량 C는 $\frac{\partial u}{\partial x}$로 고려될 수 있고, $\frac{\partial u}{\partial x}$의 값은 유속 $u_{i+1/2,k}$의 방향에 의해 결정되어야 한다. $u_{i+1/2,k}$의 방향을 좌측에서 우측으로 향하는 방향을 (+)의 방향으로 하여 방향에 따른 상류차분을 고려하면 식 (3.26), (3.27)의 관계를 얻을 수 있다.

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

$$If \quad u_{i+1/2,k} < 0 \quad then \quad (\zeta_x)_{i+1/2,k} u_{i+1/2,k} \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{i+1,k} \tag{3.27}$$

다음으로, 이류항에 대한 중앙차분은 식 (3.28)과 같다.

$$\left(\zeta_x u \frac{\partial u}{\partial x}\right)_{i+1/2,k} = \frac{(\zeta_x u)_{i+1/2,k}}{\delta x_i + \delta x_{i+1}} \left[\delta x_i \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{i+1,k} + \delta x_{i+1} \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{i,k}\right] \tag{3.28}$$

이상의 이류항에 대한 상류차분과 중앙차분을 모두 고려하기 위하여 매개변수 a를 도입항 식 (3.26)과 식 (3.27), (3.28)을 정리하면 다음과 같다.

$$(\zeta_x)_{i+1/2,k}\frac{u_{i+1/2,k}}{\delta x_{a1}}\begin{bmatrix}\delta x_i\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{i+1,k}+\delta x_{i+1}\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{i,k} \\ +asgn(u_{i+1/2,k})\left\{\delta x_{i+1}\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{i,k}-\delta x_i\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{i+1,k}\right\}\end{bmatrix} \quad (3.29)$$

$$\delta x_{a1}=\delta x_i+\delta x_{i+1}+a\,sgn(u_{i+1/2,k})(\delta x_{i+1}-\delta x_i) \quad (3.30)$$

여기서, $a=1$일 경우는 Courant조건을 만족하면서 안정성을 확보할 수 있는 1차 정도의 상류차분(upstream difference)이 되고, $a=0$일 경우는 정도는 높지만 불안정성이 증가하는 2차정도의 중앙차분이 된다.

식 (3.24)의 이류항 $\left(\zeta_z w\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{i+1/2,k}$ 에 대해서도 동일한 차분 scheme을 적용할 수 있고, 셀 내에서 정의되지 않는 연직방향의 면적공극율과 유속성분 $(\zeta_z)_{i+1/2,k}$과 $w_{i+1/2,k}$는 Fig. 3.6에 나타내고 있는 바와 같이 주변값의 평균치로 주어진다.

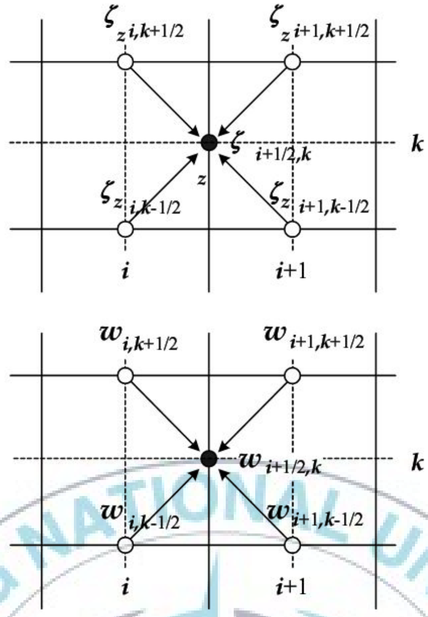


Fig. 3.6 Application of $(\zeta_z)_{i+1/2,k}$ and $w_{i+1/2,k}$.

$$(\zeta_z)_{i+1/2,k} = \frac{1}{4}\left\{(\zeta_z)_{i+1,k+1/2} + (\zeta_z)_{i,k+1/2} + (\zeta_z)_{i+1,k-1/2} + (\zeta_z)_{i,k-1/2}\right\} \tag{3.31}$$

$$w_{i+1/2,k} = \frac{1}{4}\left\{w_{i+1,k+1/2} + w_{i,k+1/2} + w_{i+1,k-1/2} + w_{i,k-1/2}\right\} \tag{3.32}$$

본 연구는 해석영역의 양쪽에 격자간격을 변화시키면서 파랑을 흡수하는 부가감쇠영역을 설치하고 있으므로 식 (3.31)과 식 (3.32)에 격자간격을 고려하면 식 (3.33), (3.34)와 같이 나타낼 수 있다.

$$(\zeta_z)_{i+1/2,k} = \frac{1}{2}\left\{\begin{aligned}&\frac{\delta x_i(\zeta_z)_{i+1,k+1/2} + \delta x_{i+1}(\zeta_z)_{i,k+1/2}}{\delta x_i + \delta x_{i+1}} \\ &+ \frac{\delta x_i(\zeta_z)_{i+1,k-1/2} + \delta x_{i+1}(\zeta_z)_{i,k-1/2}}{\delta x_i + \delta x_{i+1}}\end{aligned}\right\} \tag{3.33}$$

$$w_{i+1/2,k} = \frac{1}{2}\left\{\frac{\delta x_i w_{i+1,k+1/2} + \delta x_{i+1} w_{i,k+1/2}}{\delta x_i + \delta x_{i+1}} + \frac{\delta x_i w_{i+1,k-1/2} + \delta x_{i+1} w_{i,k-1/2}}{\delta x_i + \delta x_{i+1}}\right\} \tag{3.34}$$

(b) 압력항

체적공극율 $(\gamma_v)_{i+1/2,k}$는 셀 (i, k)와 셀 $(i+1, k)$에서 체적공극율을 평균하여 다음의 식과 같이 표현될 수 있다.

$$(\gamma_v)_{i+1/2,k} = \frac{\delta x_{i+1}(\gamma_v)_{i,k} + \delta x_i (\gamma_v)_{i+1,k}}{\delta x_i + \delta x_{i+1}} \tag{3.35}$$

체적공극율에 대해 식 (3.35)를 이용하고, 압력에 대한 중앙차분을 고려하면 압력항의 이산화는 식 (3.36)과 같이 나타내어진다.

$$\left(\gamma_v \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}\right)_{i+1/2,k} = (\gamma_v)_{i+1/2,k}\frac{2}{\rho}\left(\frac{p_{i+1,k} - p_{i,k}}{\delta x_i + \delta x_{i+1}}\right) \tag{3.36}$$

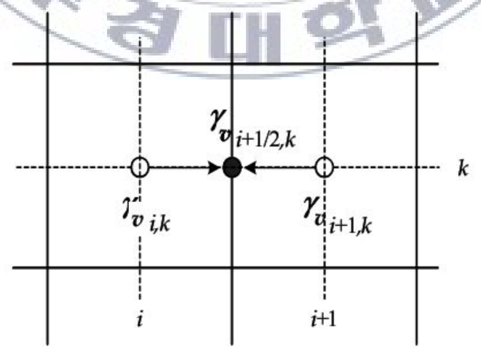


Fig. 3.7 Application of $(\gamma_v)_{i+1/2,\ k}$.

(c) 점성항

점성항 $\frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial \gamma_x \tau_{xx}}{\partial x}+\frac{\partial \gamma_z \tau_{zx}}{\partial z}\right)_{i+1/2,\,k}$ 의 이산화는 공간에 대해 중앙차분을 적용하면 식(3.37)과 같이 나타내어진다.

$$\frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial \gamma_x \tau_{xx}}{\partial x}\right)_{i+1/2,\,k}=\begin{cases} 2\nu\left(\gamma_x \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}\right)_{i+1/2,\,k} \\ 2\nu\left[\frac{1}{\delta x_{i+1/2}}\left\{(\gamma_x)_{i+1,\,k}\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{i+1,\,k}-(\gamma_x)_{i,\,k}\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{i,\,k}\right\}\right] \end{cases} \tag{3.37}$$

여기서, $(\gamma_x)_{i+1,\,k}$, $(\gamma_x)_{i,\,k}$ 는 인접한 면적공극율의 평균치를 사용하면 다음의 식으로 주어질 수 있다.

$$(\gamma_x)_{i+1,\,k}=\frac{1}{2}\left\{(\gamma_x)_{i+1/2,\,k}+(\gamma_x)_{i+3/2,\,k}\right\} \tag{3.38}$$

$$(\gamma_x)_{i,\,k}=\frac{1}{2}\left\{(\gamma_x)_{i+1/2,\,k}+(\gamma_x)_{i-1/2,\,k}\right\} \tag{3.39}$$

동일하게, $\frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial \gamma_z \tau_{zx}}{\partial z}\right)_{i+1/2,\,k}$ 의 이산화식은 다음과 같다.

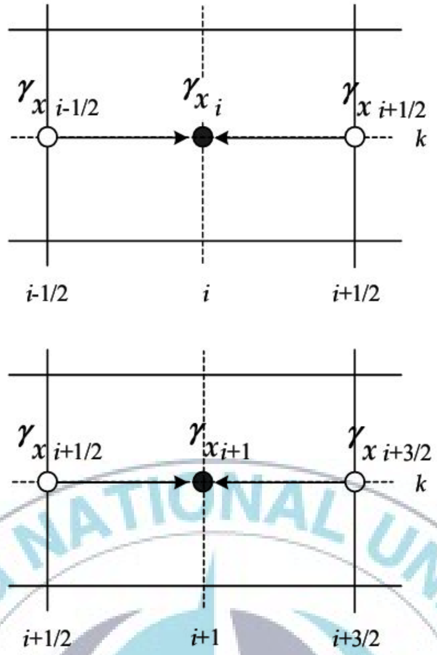


Fig. 3.8 Application of $(\gamma_x)_{i,\ k}$ and $(\gamma_x)_{i+1,\ k}$.

$$
\begin{aligned}
\frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial \gamma_z \tau_{zx}}{\partial z}\right)_{i+1/2,\,k} &= \nu\left\{\gamma_z \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\partial u}{\partial z}+\frac{\partial w}{\partial x}\right)\right\}_{i+1/2,\,k} \\
&= \nu\frac{1}{\delta z_k}\left\{\begin{array}{l}\left(\gamma_z\dfrac{\partial u}{\partial z}\right)_{i+1/2,\,k+1/2}+\left(\gamma_z\dfrac{\partial w}{\partial x}\right)_{i+1/2,\,k+1/2} \\ -\left(\gamma_z\dfrac{\partial u}{\partial z}\right)_{i+1/2,\,k-1/2}-\left(\gamma_z\dfrac{\partial w}{\partial x}\right)_{i+1/2,\,k-1/2}\end{array}\right\}
\end{aligned}
\tag{3.40}
$$

여기서,

$$
\left(\gamma_z\frac{\partial u}{\partial z}\right)_{i+1/2,\,k+1/2} = (\gamma_z)_{i+1/2,\,k+1/2}\left(\frac{u_{i+1/2,\,k+1}-u_{i+1/2,\,k}}{\delta z_{k+1/2}}\right) \tag{3.41}
$$

$$
\left(\gamma_z\frac{\partial u}{\partial z}\right)_{i+1/2,\,k-1/2} = (\gamma_z)_{i+1/2,\,k-1/2}\left(\frac{u_{i+1/2,\,k}-u_{i+1/2,\,k-1}}{\delta z_{k-1/2}}\right) \tag{3.42}
$$

$$
\left(\gamma_z\frac{\partial w}{\partial x}\right)_{i+1/2,\,k+1/2} = (\gamma_z)_{i+1/2,\,k+1/2}\left(\frac{w_{i+1,\,k+1/2}-w_{i,\,k+1/2}}{\delta x_{i+1/2}}\right) \tag{3.43}
$$

$$\left(\gamma_z \frac{\partial w}{\partial x}\right)_{i+1/2,\,k-1/2} = (\gamma_z)_{i+1/2,\,k-1/2}\left(\frac{w_{i+1,\,k-1/2} - w_{i,\,k-1/2}}{\delta x_{i+1/2}}\right) \qquad (3.44)$$

위의 식에서 $(\gamma_z)_{i+1/2,k+1/2}$, $(\gamma_z)_{i+1/2,k-1/2}$는 식 (3.38), (3.39)와 동일하게 인접한 면적공극율의 평균치를 적용하면 다음의 식으로 주어진다.

$$(\gamma_z)_{i+1/2,\,k+1/2} = \frac{1}{2}\{(\gamma_z)_{i,\,k+1/2} + (\gamma_z)_{i+1,\,k+1/2}\} \qquad (3.45)$$

$$(\gamma_z)_{i+1/2,\,k-1/2} = \frac{1}{2}\{(\gamma_z)_{i,\,k-1/2} + (\gamma_z)_{i+1,\,k-1/2}\} \qquad (3.46)$$

(d)항력항

항력항 $\left\{\frac{1}{26\delta x}\rho C_D(1-\gamma_X)u\sqrt{u^2+w^2}\right\}_{i+1/2,k}$ 의 이산화에서 문제로 되는 항은 셀 내에서 정의되지 않은 z방향의 속도인 $w_{i+1/2,k}$ 이지만 식 (3.34)의 결과를 적용하면 항력항의 이산화는 식 (3.47)과 같다.

$$\left\{\frac{1}{26\delta x}\rho C_D(1-\gamma_X)u\sqrt{u^2+w^2}\right\}_{i+1/2,k}$$

$$= \frac{\rho}{2\delta x_{i+1/2}} C_D(1-(\gamma_x)_{i+1/2,k})u_{i+1/2,k}\sqrt{u^{2_{i+1/2}} + w^2_{i+1/2,k}} \qquad (3.47)$$

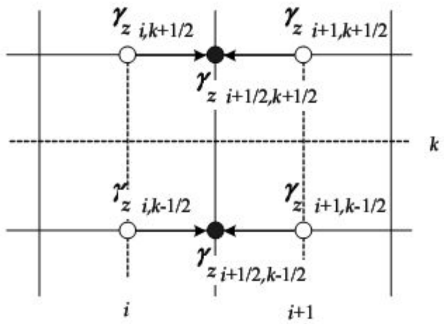


Fig. 3.9 Application of $(\gamma_z)_{i+1/2,\,k+1/2}$ and $(\gamma_z)_{i+1/2,\,k-1/2}$.

(e)소스항

조파 source에 의한 source 항의 이산화는 식(3.48)과 같이 나타내어진다.

$$\frac{2v}{3}\left(\frac{\partial\gamma_x S^*}{\partial x}\right)_{1+1/2,k}=\frac{2v}{3}\frac{\gamma_{x_i+1,k}S^{*n}_{i+1,k}-\gamma_{x_i,k}S^{*n}_{i,k}}{\delta x_{i+1/2}} \tag{3.48}$$

2)z 방향의 운동방정식에 대한 이산화

식 (3.25)의 z방향에 대한 운동방정식도 이상과 같은 동일한 방법으로 이산화 된다.

(a)이류항

$w_{i,k+1/2}$ 의 방향을 하측에서 상측으로 향하는 방향을 (+)의 방향으로 하여 방향에 따른 상류차분을 고려하면 이류항은 식 (3.49), (3.50)와 같이 된다.

$$\text{If} \quad w_{i,k+1/2}>0 \quad \text{then} \quad (\zeta_z)_{i,k+1/2}w_{i,k+1/2}\left(\frac{\partial w}{\partial z}\right)_{i,k} \tag{3.49}$$

$$\text{If} \quad w_{i,k+1/2}<0 \quad \text{then} \quad (\zeta_z)_{i,k+1/2}w_{i,k+1/2}\left(\frac{\partial w}{\partial z}\right)_{i,k+1} \tag{3.50}$$

이류항에 대한 중앙차분은 식(3.51)과 같다.

$$(\zeta_z w\frac{\partial w}{\partial z})_{i+k+1/2} = \frac{(\zeta_z w)_{i,k+1/2}}{\delta z_k + \delta z_{k+1}}\left[\delta z_k(\frac{\partial w}{\partial z})_{i,k+1} + \delta z_{k+1}(\frac{\partial w}{\partial z})_{i,k}\right] \quad (3.51)$$

x방향의 운동방정식의 이류항과 동일하게 이류항에 대한 상류차분과 중앙차분을 모두 고려하기 위한 매개변수 a를 도입하여 다시 정리하면 식 (3.52)를 얻을 수 있다.

$$(\zeta_z)_{i,k+1/2}\frac{w_{i,k+1/2}}{\delta z_{a2}}[\delta z_k(\frac{\partial w}{\partial z})_{i,k+1} + \delta z_{k+1}(\frac{\partial w}{\partial z})_{i,k} + a\,sgn(w_{i,k+1/2})\left\{\delta z_{k+1}(\frac{\partial w}{\partial z})_{i,k} - \delta z_k(\frac{\partial w}{\partial z})_{i,k+1}\right\}] \quad (3.52)$$

$$\delta z_{a2} = \delta z_k + \delta z_{k+1} + a\,sgn(w_{i,k+1/2})(\delta z_{k+1} + \delta z_k) \quad (3.53)$$

이류항 $(\zeta_x u\frac{\partial w}{\partial x})_{i,k+1/2}$에 대해서도 동일한 차분 scheme을 적용하고 $(\zeta_x)_{i,k+1/2}$과 $u_{i,k+1/2}$은 유속 $w_{i,k+1/2}$의 정의 위치에서 평균치인 식 (3.54), (3.55)를 적용한다.

$$(\zeta_x)_{i,k+1/2} = \frac{1}{2}\left\{\frac{\delta z_k(\zeta_x)_{i+1/2,k+1} + \delta z_{k+1}(\zeta_x)_{i+1/2,k} + \delta z_k(\zeta_x)_{i-1/2,k+1} + \delta z_{k+1}(\zeta_x)_{i-1/2,k}}{\delta z_k + \delta z_{k+1}}\right\} \quad (3.54)$$

$$u_{i,k+1/2} = \frac{1}{2}\left\{\frac{\delta z_k u_{i+1/2,k+1} + \delta z_{k+1}u_{i+1/2,k} + \delta z_k u_{i-1/2,k+1} + \delta z_{k+1}u_{i-1/2,k}}{\delta z_k + \delta z_{k+1}}\right\} \quad (3.55)$$

(b) 압력항

체적공극률 $(\gamma_v)_{i,k+1/2}$ 는 셀 (i,k)와 셀$(i,k+1)$에서 체적공극율의 평균치를 사용하면 다음의 식으로 주어진다.

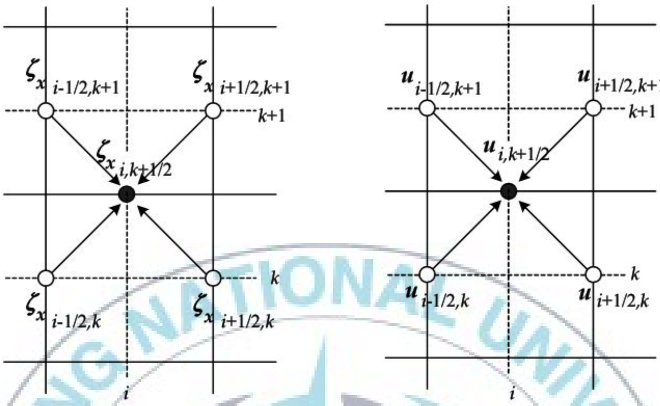


Fig. 3.10 Application of $(\zeta_x)_{i,k+1/2}$ and $u_{i,k+1/2}$.

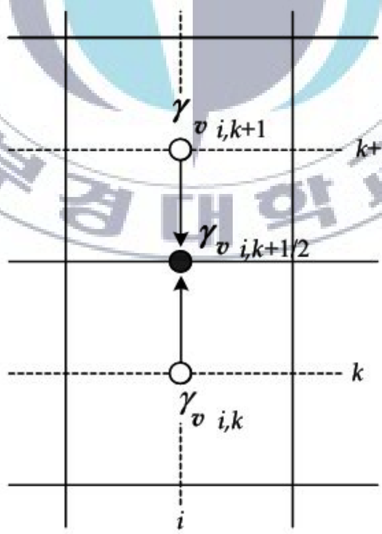


Fig. 3.11 Application of $(\gamma_v)_{i,k+1/2}$.

$$(\gamma_v)_{i,k+1/2} = \frac{\delta z_{k+1}(\gamma_v)_{i,k} + \delta z_k(\gamma_v)i,k+1}{\delta z_k + \delta z_{k+1}} \qquad (3.56)$$

체적공극률에 대해 식(3.56)을 이용하고 압력에 대한 중앙차분을 고려하면 압력항의 이산화는 식 (3.57)과 같이 된다.

$$(\gamma_v \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x})_{i,k+1/2} = (\gamma_v)_{i,k+1/2}\frac{2}{\rho}(\frac{p_{i,k+1}-p_{i.k}}{\delta z_k+\delta z_{k+1}}) \tag{3.57}$$

(c)점성항

점성항 $\frac{1}{\rho}(\frac{\partial \gamma_x \tau_{xz}}{\partial x}+\frac{\partial \gamma_z \tau_{zz}}{\partial z})_{i,k+1/2}$은 공간에 대해 중앙차분을 적용하면 다음의 식으로 표현된다.

$$\frac{1}{\rho}(\frac{\partial \gamma_z \tau_{zz}}{\partial z})_{i,k+1/2} = \begin{cases} 2v(\gamma_z \frac{\partial^2 w}{\partial z^2})_{i,k+1/2} \\ 2v\left[\frac{1}{\delta z_{k+1/2}}\left\{(\gamma_z)_{i,k+1}(\frac{\partial w}{\partial z})_{i,k+1} - (\gamma_z)_{i,k}(\frac{\partial w}{\partial z})_{i,k}\right\}\right. \end{cases} \tag{3.58}$$

여기서 $(\gamma_z)_{i,k+1}$, $(\gamma_z)_{i,k}$는 다음의 식과 같이 인접한 면적공극률의 평균치를 사용한다.

$$(\gamma_z)_{i,k+1} = \frac{1}{2}\{(\gamma_z)_{i,k+1/2}+(\gamma_z)_{i,k+3/2}\} \tag{3.59}$$

$$(\gamma_z)_{i,k} = \frac{1}{2}\{(\gamma_z)_{i,k+1/2}+(\gamma_z)_{i,k-1/2}\} \tag{3.60}$$

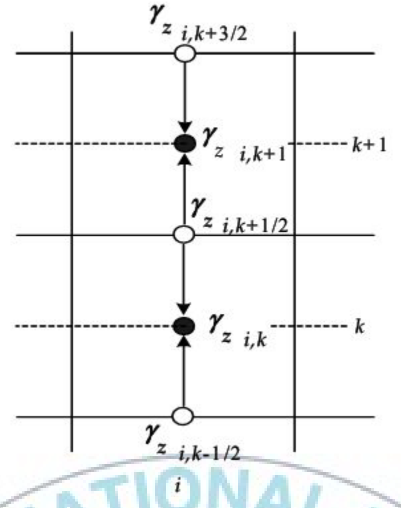


Fig. 3.12 Application of $(\gamma_z)_{i,k+1}$ and $(\gamma_z)_{i,k}$.

동일하게, $\frac{1}{\rho}(\frac{\partial \gamma_x \tau_{xz}}{\partial x})_{i,k+1/2}$의 이산화 식은 다음과 같다.

$$\frac{1}{\rho}(\frac{\partial \gamma_x \tau_{xz}}{\partial x})_{i,k+1/2} = \begin{cases} v\left\{\gamma_x \frac{\partial}{\partial x}(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x})\right\}_{i,k+1/2} \\ v\frac{1}{\delta x_i}\begin{cases}(\gamma_x \frac{\partial u}{\partial z})_{i+1,k+1/2} + (\gamma_x \frac{\partial w}{\partial x})_{i+1/2,k+1/2} \\ -(\gamma_x \frac{\partial u}{\partial z})_{i+1/2,k-1/2} - (\gamma_x \frac{\partial w}{\partial x})_{i+1/2,k-1/2}\end{cases} \end{cases} \quad (3.61)$$

여기서,

$$(\gamma_x \frac{\partial u}{\partial z})_{i+1/2,k+1/2} = (\gamma_x)_{i+1/2,k+1/2}\left(\frac{u_{i+1/2,k+1} - u_{i+1/2,k}}{\delta z_{k+1/2}}\right) \quad (3.62)$$

$$(\gamma_x \frac{\partial u}{\partial z})_{i+1/2,k-1/2} = (\gamma_x)_{i+1/2,k-1/2}\left(\frac{u_{i+1/2,k} - u_{i+1/2,k-1}}{\delta z_{k-1/2}}\right) \quad (3.63)$$

$$(\gamma_x \frac{\partial w}{\partial x})_{i+1/2,k+1/2} = (\gamma_x)_{i+1/2,k+1/2}\left(\frac{w_{i+1,k+1/2} - w_{i,k+1/2}}{\delta x_{i+1/2}}\right) \quad (3.64)$$

$$(\gamma_x \frac{\partial w}{\partial x})_{i+1/2,k-1/2} = (\gamma_x)_{i+1/2,k-1/2}\left(\frac{w_{i+1,k-1/2} - w_{i,k-1/2}}{\delta x_{i+1/2}}\right) \qquad (3.65)$$

위의 식에서 $(\gamma_x)_{i+1/2,k+1/2}$, $(\gamma_x)_{i+1,k-1/2}$는 식 (3.59), (3.60) 과 동일하게 인접한 면적공극율의 평균치를 적용하면 다음과 같이 주어질 수 있다.

$$(\gamma_x)_{i+1/2,k+1/2} = \frac{1}{2}\{(\gamma_x)_{i+1/2,k} + (\gamma_x)_{i+1/2,k+1}\} \qquad (3.66)$$

$$(\gamma_x)_{i+1/2,k-1/2} = \frac{1}{2}\{(\gamma_x)_{i+1/2,k} + (\gamma_x)_{i+1/2,k-1}\} \qquad (3.67)$$

(d) 항력항

항력항 $\left\{\frac{1}{26\delta z}\rho C_D(1-\gamma_z)w\sqrt{u^2+w^2}\right\}_{i,k+1/2}$ 의 이산화에서 문제로 되는 항은 x방향의 항력항과 동일하게 x방향의 속도인 $u_{i,k+1/2}$ 이다. $u_{i,k+1/2}$ 의 값에 대해 식 (3.55)의 결과를 적용하면 항력항의 이산화는 식 (3.68)과 같다.

$$\left\{\frac{1}{26\delta z}\rho C_D(1-\gamma_z)w\sqrt{u^2+w^2}\right\}_{i,k+1/2}$$
$$= \frac{\rho}{26\delta z_{k+1/2}} C_D(1-(\gamma_z)_{i,k+1/2})w_{i,k+1/2}\sqrt{u^2_{i,k+1/2} + w^2_{i,k+1/2}} \qquad (3.68)$$

(e)소스항

소스항에 대해서도 동일하게 공간에 대해 중앙차분을 적용하면 식 (3.69)과 같다.

$$\frac{2v}{3}(\frac{\partial\gamma_z S^*}{\partial x})_{1,k+1/2} = \frac{2v}{3}\frac{\gamma_{z_i,k+1}S^{*n}_{i,k+1} - \gamma_{z_i,k}S^{*n}_{i,k}}{\delta z_{k+1/2}} - (\lambda w)^{n_{i,k-1/2}} \qquad (3.69)$$

이상의 $n\delta t$시간에 대한 각 방향의 이류항, 압력항, 점성항 및 소스항에 대한 이산화식을 식(3.24)와 식(3.25)에 대입하면 다음의 식 (3.70)과 식 (3.71) 과 같이 가 방향에 대해 이산화된 운동방정식을 얻을 수 있다.

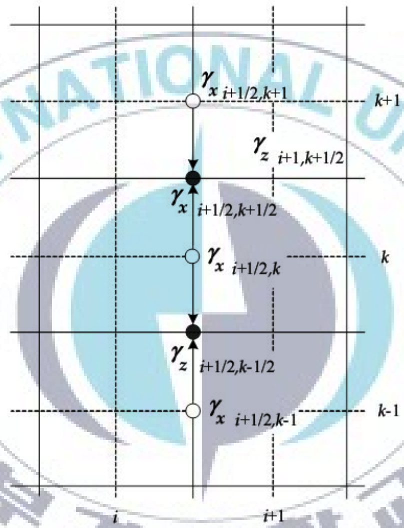


Fig. 3.13 Application of $(\gamma_x)_{i+1/2,k+1/2}$ and $(\gamma_x)_{i+1,k-1/2}$.

$$u^{n+1}_{i+1/2,k} = u^n_{i+1/2,k} + \frac{\delta t}{(\zeta_v)_{i,k+1/2}}\left[PREX^n - ADUZ^n + VISX^n + SWX^n\right] \qquad (3.70)$$

$$u^{n+1}_{i,k+1/2} = w^n_{i,k+1/2} + \frac{\delta t}{(\zeta_v)_{i,k+1/2}}\left[-g_z - PREX^n - ADWX^n - ADWZ^n + VISZ^n + SWX^n\right] \qquad (3.71)$$

여기서, PREX, PREZ는 각각 x방향, z방향의 압력항을, ADWX는 이류항을 VISX, VISZ는 점성항을, SWX, SWZ는 소스항을 나타내며, 이러한 항들을 다음과 같이 주어진다.

$$PREX^n = (\gamma_v)_{i+1/2,k}\frac{1}{\rho}(\frac{p_{i+1,k}-p_{i,k}}{\delta x_{i+1/2}}) \tag{3.72}$$

$$ADUX^n = (\zeta_x)_{i+1/2,k}\frac{u_{i+1/2,k}}{\delta x_{a1}}[\delta x_i(\frac{\partial u}{\partial x})_{i+1,k} + \delta x_{i+1}(\frac{\partial u}{\partial x})_{i,k} + asgn(u_{i+1/2,k})\left\{\delta x_{i+1}(\frac{\partial u}{\partial x})_{i,k} - \delta x_i(\frac{\partial u}{\partial x})_{i+1,k}\right\}] \tag{3.73}$$

$$ADUZ^n = (\zeta_z)_{i+1/2,k}\frac{w_{i+1/2,k}}{\delta z_{a1}}\delta z_{k-1/2}(\frac{\partial u}{\partial z})_{i+1/2,k+1/2} + \delta z_{k+1/2}(\frac{\partial u}{\partial z})_{i+1/2,k-1/2+asgn(w_{i+1/2,k})} \bullet \left\{\delta z_{k+1/2}(\frac{\partial u}{\partial z})_{i+1/2,k-1/2} - \delta z_{k-1/2}(\frac{\partial u}{\partial z})_{i+1/2,k+1/2}\right\} \tag{3.74}$$

$$VISX^n = 2v\left[\frac{1}{\delta x_{i+1/2}}\left\{(\gamma_x)_{i+1,k}(\frac{\partial u}{\partial x})_{i+1,k} - (\gamma_x)_{i,k}(\frac{\partial u}{\partial x})_{i,k}\right\}\right] + v\frac{1}{\delta z_k}(\gamma_z\frac{\partial u}{\partial z})_{i+1/2,k+1/2} + (\gamma_z\frac{\partial w}{\partial x})_{i+1/2,k+1/2} - (\gamma_z\frac{\partial u}{\partial z})_{i+1/1,k-1/2} - (\gamma_z\frac{\partial w}{\partial x})_{i+1/2,k-1/2} \tag{3.75}$$

$$SWX^n = \frac{2v}{3}\frac{\gamma_{\xi+1,k}S^{*n}_{i+1,k} - \gamma_{\xi,k}S^{*n}_{i,k}}{\delta x_{i+1/2}} \tag{3.76}$$

$$PREZ^n = (\gamma_v)_{i,k+1/2}\frac{1}{\rho}(\frac{p_{i,k+1}-p_{i,k}}{\delta z_{k+1/2}}) \tag{3.77}$$

$$ADWX^n = (\zeta_x)_{i,k+1/2} \frac{u_{i,k+1/2}}{\delta x_{a2}} \delta x_{i-1/2} (\frac{\partial w}{\partial z})_{i+1/2,k+1/2} \tag{3.78}$$

$$+\delta x_{i+1/2} (\frac{\partial w}{\partial z})_{i-1/2,\,k+1/2} + a\,sgn(u_{i,k+1/2})$$

$$\bullet\ \delta x_{i+1/2} (\frac{\partial w}{\partial x})_{i-1/2,\,k+1/2} - \delta x_{i+1/2,\,k+1/2} (\frac{\partial w}{\partial z})_{i,k+1}$$

$$ADWZ^n = (\zeta_z)_{i,\,k+1/2} \frac{w_{i,k+1/2}}{\delta z_{a2}} [\delta z_k (\frac{\partial w}{\partial z})_{i,k+1} + \delta z_{k+1} (\frac{\partial w}{\partial z})_{i,k} \tag{3.79}$$

$$+a\,sgn(w_{i,k+1/2}) \delta z_{k+1} (\frac{\partial w}{\partial z})_{i,k} - \delta z_k (\frac{\partial w}{\partial z})_{i,k+1}]$$

$$VISZ^n = 2v \left[\frac{1}{\delta_{z_{k+1/2}}} \left\{ (\gamma_z)_{i,k+1} \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)_{i,k+1} - (\gamma_z)_{i,k} \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)_{i,k} \right\} \right]$$

$$+ v \frac{1}{\delta_{x_i}} \left\{ \left(\gamma_x \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{i+1/2,k+1/2} + \left(\gamma_x \frac{\partial w}{\partial x} \right)_{i+1/2,k+1/2} - \left(\gamma_x \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{i+1/2,k-1/2} - \left(\gamma_x \frac{\partial w}{\partial x} \right)_{i+1/2,k-1/2} \right\} \tag{3.80}$$

$$SWZ^n = \frac{2v}{3} \frac{\gamma_{z_{i,k+1}} \overset{*n}{S}_{i,k+1} - \gamma_{z_{i,k}} \overset{*n}{S}_{i,k}}{\delta_{z_{k+1/2}}} - (\lambda w)^{n}_{i,k+1/2} \tag{3.81}$$

여기서,

$$\left(\gamma_z \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{i+1/2,k+1/2} = (\gamma_z)_{i+1/2,k+1/2} \left(\frac{U_{i+1/2,k+1} - U_{i+1/2,k}}{\delta_{z_{k+1/2}}} \right) \tag{3.82}$$

$$\left(\gamma_z \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{i+1/2,k-1/2} = (\gamma_z)_{i+1/2,k-1/2} \left(\frac{U_{i+1/2,k+1} - U_{i+1/2,k-1}}{\delta_{z_{k-1/2}}} \right) \tag{3.83}$$

$$\left(\gamma_z \frac{\partial w}{\partial x} \right)_{i+1/2,k+1/2} = (\gamma_z)_{i+1/2,k+1/2} \left(\frac{W_{i+1,k+1/2} - W_{i,k+1/2}}{\delta_{x_{i+1/2}}} \right) \tag{3.84}$$

$$\left(\gamma_z \frac{\partial w}{\partial x} \right)_{i+1/2,-1/2} = (\gamma_z)_{i+1/2,k-1/2} \left(\frac{W_{i+1,k-1/2} - W_{i,k-1/2}}{\delta_{x_{i+1/2}}} \right) \tag{3.85}$$

$$(\gamma_z)_{i+1/2,k+1/2} = \frac{1}{2} \left\{ (\gamma_z)_{i,k+1/2} + (\gamma_z)_{i+1,k+1/2} \right\} \tag{3.86}$$

$$(\gamma_z)_{i+1/2,k-1/2} = \frac{1}{2}\left\{(\gamma_z)_{i,k-1/2} + (\gamma_z)_{i+1,k-1/2}\right\} \tag{3.87}$$

$$\left(\gamma_x \frac{\partial u}{\partial z}\right)_{i+1/2,k+1/2} = (\gamma_x)_{i+1/2,k+1/2}\left(\frac{u_{i+1/2,k+1} - u_{i+1/2,k}}{\delta_{z_{k+1/2}}}\right) \tag{3.88}$$

$$\left(\gamma_x \frac{\partial u}{\partial z}\right)_{i+1/2,k-1/2} = (\gamma_x)_{i+1/2,k-1/2}\left(\frac{u_{i+1/2,k} - u_{i+1/2,k-1}}{\delta_{z_{k-1/2}}}\right) \tag{3.89}$$

$$\left(\gamma_x \frac{\partial w}{\partial x}\right)_{i+1/2,k+1/2} = (\gamma_x)_{i+1/2,k+1/2}\left(\frac{w_{i+1/2,k+1} - u_{i+1/2,k+1/2}}{\delta_{x_{i+1/2}}}\right) \tag{3.90}$$

$$\left(\gamma_x \frac{\partial w}{\partial x}\right)_{i+1/2,k-1/2} = (\gamma_x)_{i+1/2,k-1/2}\left(\frac{w_{i+1,k-1/2} - w_{i+1/2,k-1/2}}{\delta_{x_{i+1/2}}}\right) \tag{3.91}$$

$$(\gamma_x)_{i+1/2,k+1/2} = \frac{1}{2}\left\{(\gamma_x)_{i+1/2,k} + (\gamma_x)_{i+1/2,k+1}\right\} \tag{3.92}$$

$$(\gamma_x)_{i+1/2,k-1/2} = \frac{1}{2}\left\{(\gamma_x)_{i+1/2,k} + (\gamma_x)_{i+1/2,k-1}\right\} \tag{3.93}$$

3.1.6 SOLA Scheme

식 (3.3) 과 식(3.4)의 운동방정식을 이산화한 차분근사식 (3.70)과 식(3.71)에 의해 시간 $n\delta t$에서 유속과 압력 등의 값으로부터 얻어지는 시간 $(n+1)\delta t$에서 유속 $u^{n+1}_{i+1/2,k}$ 과 $w^{n+1}_{i,k+1/2}$ 이 연속방정식을 만족하도록 다시 압력을 적절히 조절할 필요가 있다. 즉, 식(3.94)의 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.

$$D_{i,k} = \left[\frac{(\gamma_x u)^{n+1}_{i+1/2,k} - (\gamma_x u)^{n+1}_{i-1/2,k}}{\delta x_i} + \frac{(\gamma_z w)^{n+1}_{i,k+1/2} - (\gamma_z w)^{n+1}_{i,k-1/2}}{\delta z_k} - S*^{n+1}_{i,k}\right] \tag{3.94}$$

식 (3.94) 에 있어서, $D_{i,k}<0$의 경우는 셀 내로 질량이 유입된다는 것을 의미한다.

따라서, $D_{i,k}<0$의 경우는 셀 내의 압력$p_{i,k}$를 증가시켜 질량의 유입을

차단하여야 하고, 역으로 $D_{i,k}$>0일 경우에는 질량이 유입되도록 압력 $p_{i,k}$를 감소시켜야 한다.

여기서, $D_{i,k}$는 압력 $p_{i,k}$의 함수로써 식(3.95)와 같이 고려될 수 있다.

$$D_{i,k} = D(p_{i.k}) \tag{3.95}$$

식 (3.95)의 $D(p_{i.k})$=0 의 해를 구하기 위하여 Fig. 3.14 에 제시한 Newton-Raphson 법을 적용한다.

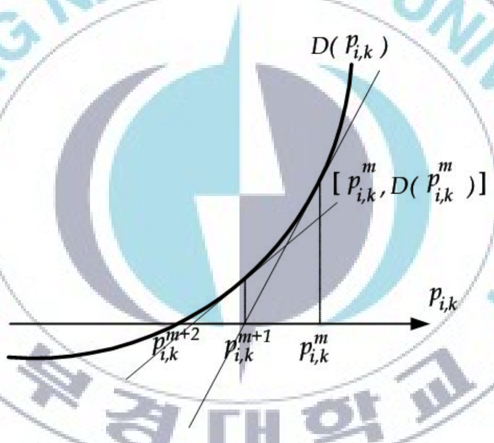


Fig. 3.14 Newton-Raphson method.

Fig. 3.14에서 $D(p_{i.k})$의 그래프상 점 $\left[p^m_{i,k}, D(p^m_{i,k})\right]$에서 접선과 $p_{i,k}$축과의 교점의 좌표를$p^{m+1}_{i,k}$ 이라고 하면 식(3.96)을 얻을 수 있다.

$$\left(\frac{\partial D(p^m_{i,k})}{\partial p_{i,k}}\right) = -\frac{D(p^m_{i,k})}{p^{m+1}_{i,k} - p^m_{i,k}} \qquad (m = 1.2.3.......) \tag{3.96}$$

식(3.96)을 정리하면 다음과 같이 표현된다.

$$\delta p_{i,k}^{m} = p_{i,k}^{m+1} - p_{i,k}^{m} = -D(p_{i,k}^{m})\left(\frac{\partial D(p_{i,k}^{m})}{\partial p_{i,k}}\right)^{-1} \tag{3.97}$$

여기서, 첨자 m은 m번째의 반복계산을 나타낸다.

식 (3.97)은 식 (3.96)에 의해 발산 $D_{i.k}^{m}$ 가 계산되었을 때에 조정되어야 하는 압력의 값을 나타내며, 운동방정식 (3.70), (3.71)에 의해 산정된 u^{n+1}, w^{n+1}을 식(3.96)에 대입하여 발산 $D_{i.k}^{m}$를 구하고, 압력 $p_{i,k}$ 로 편미분하면 식 (3.97)은 다음과 같이 주어진다.

$$\delta p_{i,k} = D_{i,k}\beta \tag{3.98}$$

여기서,

$$\beta = \frac{\rho\omega}{2\delta t(\widehat{\zeta_{i+1/2}} + \widehat{\zeta_{i-1/2}} + \widehat{\zeta_{k+1/2}} + \widehat{\zeta_{k-1/2}})} \tag{3.99}$$

$$\widehat{\zeta_{i+1/2}} = \frac{(\gamma_x)_{i+1/2,k}}{\delta x_i(\delta x_{i+1} + \delta x_i)} \tag{3.100}$$

$$\widehat{i-1/2} = \frac{(\nu_\gamma)_{i-1/2,k}}{\delta x_i(\delta x_i + \delta x_{i-1})} \tag{3.101}$$

$$\widehat{i+1/2} = \frac{(\nu_z)_{i,k+1/2}}{\delta z_k(\delta z_{k+1} + \delta z_k)} \tag{3.102}$$

$$\widehat{i-1/2} = \frac{(\nu_x)_{i+1/2,k}}{\delta z_k(\delta z_k + \delta z_{k-1})} \tag{3.103}$$

식 (3.98)애 의해 $\delta p_{i,k}^{m}$이 계산되면 발산 D($\delta p_{i,k}^{m}$) = 0으로 하는 유속 u^{m+1}, w^{m+1}은 다음의 식들로 산정될 수 있다.

$$p_{i,k}^{m+1} = p_{i,k}^{m} + \delta p_{i,k}^{m} \tag{3.104}$$

$$u_{i+1/2,k}^{m+1} = u_{i+1/2,k}^{m} + \delta_t \delta_{p_{i,k}}^{m} / [\rho \delta x_{i+1/2}] \tag{3.105}$$

$$u_{i-1/2,k}^{m+1} = u_{i-1/2,k}^{m} - \delta_t \delta_{p_{i,k}}^{m} / [\rho \delta x_{i-1/2}] \tag{3.106}$$

$$w_{i,k+1/2}^{m+1} = w_{i,k+1/2}^{m} + \delta_t \delta_{p_{i,k}}^{m} / [\rho \delta z_{k+1/2}] \tag{3.107}$$

$$w_{i,k-1/2}^{m+1} = w_{i,k-1/2}^{m} + \delta_t \delta_{p_{i,k}}^{m} / [\rho \delta z_{k-1/2}] \tag{3.108}$$

위의 계산은 계산영역의 모든 셀에서 발산 D($p_{i,k}$)의 수렴 판정기준을 만족할 때 까지 반복 수행된다. 본 연구에서는 수렴판정기준을 $\varepsilon_p = 1.0 \times 10^{-3}$으로 하여 계산을 수행하는 것으로 하였다.

3.2 VOF법에 의한 자유표면의 추적

3.2.1 자유표면의 수치계산을 위한 모델

자유표면을 수치계산으로 결정할 때에 유속이나 압력은 격자점의 함수로 주어지므로 다음의 사항에 주의할 필요가 있다.

- 자유표면을 수치적으로 어떻게 표현할 것인가?
- 표면의 시간적인 변화난 거동을 어떤 방법으로 정확하게 산정할

수 있는가?

· 표면에서의 경계조건을 어떻게 취급할 것인가?

지금까지의 자유표면 위치를 결정하는 방법은 크게 2가지로 분류될 수 있다. 그의 하나는 유체와 동시에 이동하는 Lagrange좌표계를 사용하는 것이고, 다른 하나는 자유표면의 위치를 추적하기 위하여 특별히 고안된 모델을 이용하는 것이다.

(1) 좌표계에 의한 방법

Lagrange좌표계를 이용하는 방법은 차분근사로 계산할 경우에 셀내의 질량이나 에너지 등이 보존되어 체적력 등의 힘을 쉽게 정의할 수 있고, 셀의 운동을 계산하는 것도 비교적 간단할 뿐 아니라, 자유표면의 위치도 명료하게 계산된다는 장점이 있지만 격자간의 상대적 위치가 변하고, 격자형상이 현저히 왜곡될 경우에 계산이 불안정 하게 되어 정도가 떨어진다고 하는 단점을 지니고 있다.

(2) 유체면 위치의 추적모델을 이용하는 방법

자유표면 위치의 추적모델을 이용하는 방법에는 높이함수를 이용하는 방법, marker입자에 의한 방법, 그리고 VOF법에 의한 방법 등이 있다. 일반적으로 높이함수를 이용하는 방법은 유체변형이 크게 되는 경우나 동일한 방향에 복수의 자유표면이 존재하는 경우에는 적용될 수 없으므로 파동장의 계산에는 적합하지 않다. 그리고, MAC법으로 알려진 marker입자에 의한 방법은 유체면의 위치를 직접 정의하는 대신에 유체영역에 marker입자를 분산시켜 marker입자를 포함하는 영역과 포함하지 않는 영역간의 경계에서 자유표면을 정의하는 방법이다. 이와 같이 marker입자를 이용한 자유표면의 계산은 marker입자의 궤적으로부터 자유표면형상을 결정하므로 계산상의 제약이 없는 장점 때문에 많이 이용되어져 왔다. 그러나, 계산이 진행됨에 따라 marker입자의 위치가 서로 떨어져 가는 경우에 새로운 marker입자를 발생시키지 않으면 자유표면의 위치를 정확하게 나타낼 수 없으므로 입자수가 기하급수적으로

증대될 염려가 있으며, 또한 자유표면의 위치를 계산할 때에 많은 계산시간과 큰 기억용량을 필요로 하므로 3차원 확장이 어렵다.

마지막으로, 본 연구에서 체용하고 있는 수법으로, marker입자법의 장점을 가지면서 marker입자법의 단점인 계산의 번잡성을 제거하고 3차원으로 확장이 용이한 Hirt와 Nichols (1981)에 의한 VOF법이 있다.

3.2.2 VOF함수의 유도

2차원 공간을 운동하는 유체입자에 대해 임의의 함수 T(x,z,t) = 0 이 변하는 경우에 최초의 위치(x, z)에 있는 입자가 운동하여 $t+\delta t$ 에 $(x+u\delta t, z+\omega\delta t)$로 이동하였다면 함수 T(x,z,t)는 식 (3.109)로 표현될 수 있다.

$$T(x+u\delta t, z+\omega\delta t) = T + u\delta t\frac{\partial T}{\partial x} + u\delta t\frac{\partial T}{\partial z} + \delta t\frac{\partial T}{\partial x} \tag{3.109}$$

또한, $T(x,z,t)=0$ 이므로 다음의 식이 성립된다.

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u\frac{\partial T}{\partial x} + w\frac{\partial T}{\partial z} = 0 \tag{3.110}$$

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

$$\frac{\partial F}{\partial t} + u\frac{\partial F}{\partial x} + w\frac{\partial F}{\partial z} = 0 \tag{3.111}$$

식 (3.111)에 정의된 함수 $F(x,z,t)$는 점 (x,z)가 유체에 포함된 경우는 $F(x,z,t)=1$로 주어지며, 이는 점 (x,z)의 근방이 유체영역이다는 것을 의미하고, 반대로 $F(x,z,t)=0$은 기체상태이다는 것을 의미

한다.

식 (3.111)을 초기상태 $t=0$에서 $F(x,z,t)=1$을 만족하는 점에 대해 계산을 수행하면 유체상태에 있어서 대부분의 점의 시간거동을 표현할 수 있다. 여기서, VOF함수는 자유수면의 위치가 $F=1$과 $F=0$인 점의 사이에 있는 영역에 존재한다는 것 이외에는 특별한 물리적인 의미를 가지지는 않는다.

여기서, 유체를 비압축성으로 가정하였으므로 식 (3.111)에 식 (3.1)을 적용하면 식 (3. 112)와 같은 보존형의 식을 얻을 수 있다.

$$\frac{\partial F}{\partial t}+\frac{\partial Fu}{\partial x}+\frac{\partial Fw}{\partial z}=FS^* \qquad (3.112)$$

식 (3.112)의 F를 일정한 값을 갖는 물리량, 즉 유체의 체적율로 고려하면 식 (3.112)는 유체영역에서만 정의되는 식이 아닌 기체상태의 영역까지 포함하는 전 영역으로 적용이 가능한 식으로 된다. 또한, F의 값으로써 $0 \le F \le 1$을 취할 수 있다.

3.2.3 VOF함수에 의한 자유수면의 모델링

식 (3.112)으로 표현된 VOF함수의 이류방정식으로부터 각 셀에서 VOF함수 F의 값을 알 수 있고, 각 셀에서 VOF함수 F의 값으로부터 Fig, 3.15에 나타낸 바와 같이 F=0일 때 기체셀, F=1일 때 유체(액체)셀, $0 < F < 1$일 때 표면셀로 판단할 수 있기 때문에 자유수면의 추적이 가능하게 된다.

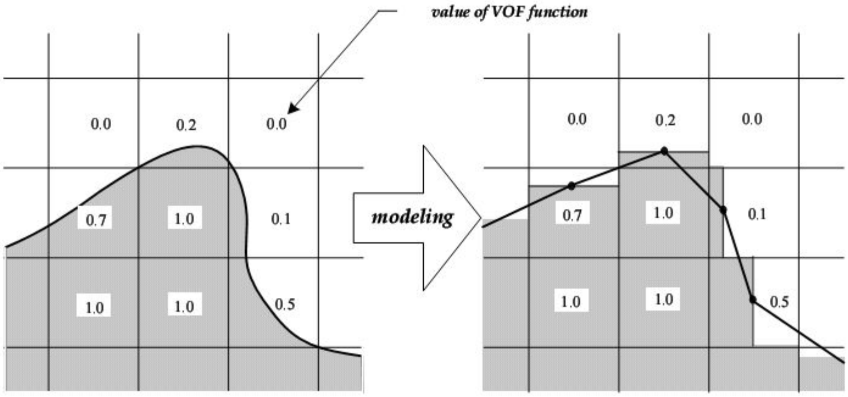


Fig. 3.15 Modeling of free surface.

3.2.4 VOF함수에 의한 자유수면의 판정

전술한 바와 같이 VOF함수 F가 $0 < F < 1$의 범위에 있는 경우를 표면셀이라고 판단하면 경계조건의 처리 등에 계산이 복잡해지고 계산이 불안정할 수 있기 때문에 표면셀은 기체셀과 유체셀 사이에 존재한다는 가정을 부과한다. 따라서, Fig, 3.16(a)와 Fig 3.16(b)는 VOF함수 F의 값으로부터는 표면셀로 판단될 수 있지만 표면셀에 대한 가정을 만족하고 있지 않으므로 Fig 3.16(a)경우는 표면셀을 유체셀로 간주하고, Fig 3.16(b)의 경우는 표면셀을 기체셀로 간주한다. 이러한 표면셀의 가정으로 인해 유속과 압력의 경계조건이 명확히 되므로 계산의 안정을 도모할 수 있다.

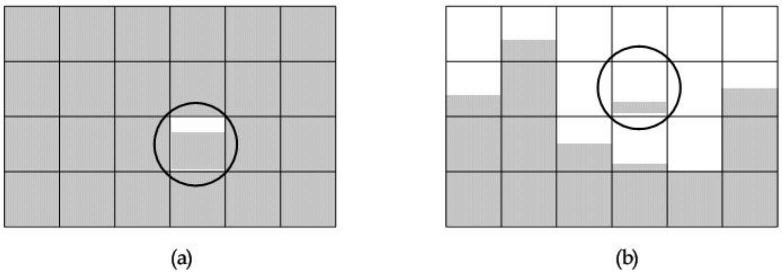


Fig. 3.16 Exception to the classification of cells.

이상과 같이 셀이 판정되면 표면셀에 대해 자유수면의 방향을 나타내는 RF를 결정한다. RF의 결정은 표면셀 주변의 VOF함수를 산정하여 VOF함수의 합이 최대인 방향, 즉 유체가 많이 분포된 방향을 실제의 자유수면 형상에 가까운 것으로 판정하는 VOF함수 값에 의한 방법을 이용한다. 즉, 셀 (i, k)에 대하서 x의 (-)방향에 있는 유체의 양 $FZ_{i-1,k}$'(+)방향의 유체의 양 $FZ_{i-1,k}$' z의 (-)방향에 있는 유체의 양 $FX_{i,k+1}$' (+)방향의 유체의 양 $FX_{i,k-1}$'를 얻은 후 가장 큰 값을 갖는 방향을 자유수면의 방향으로 결정한다.

$$FX_{i,k} = F_{i-1,k} + F_{i,k} + F_{i+1,k} \tag{3.113}$$

$$FX_{i,k} = F_{i-1,k} + F_{i,k} + F_{i+1,k} \tag{3.113}$$

Fig 3.17과 같이 표면셀 (i,k)는 Fig 3.17(a)와 Fig 3.17(b)의 2가지 경우로 한정된다. 식 (3.113), (3.114)로부터 각 방향의 유체량을 산정하면 표면셀의 자유수면 방향은 Fig 3.17(a)로 판정된다는 것을 알 수 있다.

이상으로부터 셀 분류방법을 Table 3.1에 종합적으로 나타낸다.

Table 3.1 Determination of the free surface orientation

RF	셀분류	셀의 상태
0	유체셀	셀이 유체로 채워져 있고 인접한 기체셀이 없다.
1	표면셀	표면이 x축에 수직이고 유체셀이 x의 (−)방향에 존재한다.
2	표면셀	표면이 x축에 수직이고 유체셀이 x의 (+)방향에 존재한다.
3	표면셀	표면이 z축에 수직이고 유체셀이 z의 (−)방향에 존재한다.
4	표면셀	표면이 z축에 수직이고 유체셀이 z의 (+)방향에 존재한다.
6	기체셀	셀이 기체로 채워져 있고 인접한 유체셀이 없다.

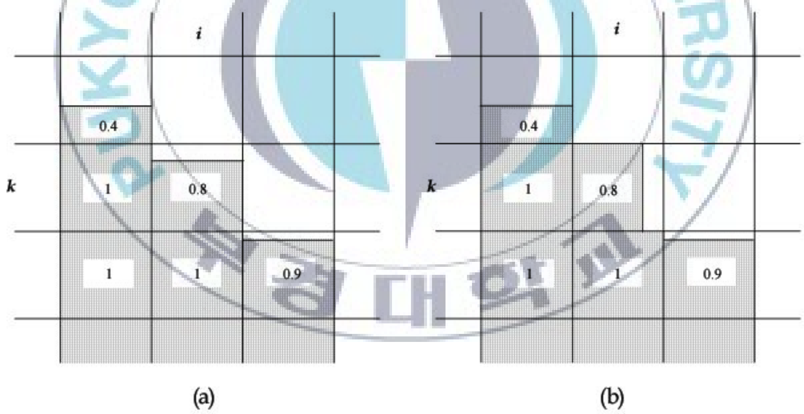


Fig. 3.17 Evaluation of free surface shape.

3.2.5 VOF함수의 수치계산

Fig. 3.4에 나타낸 엇갈린격자를 이용하여 식 (3.4)를 시간항에 대해 전진차분근사를, 이류항에 대해서 중앙차분근사를 적용하면 다음의 식 (3.115)가 얻어진다.

$$F_{i,k}^{n+1} = F_{i,k}^{n} - \frac{\delta t}{(\gamma_v)_{i,k}}[\frac{1}{\delta x_i}\{(\gamma_x)_{i+1/2,k}u_{i+1/2,k}^{n+1}F_{i+1/2,k} \quad (3.115)$$
$$-(\gamma_x)_{i-1/2,k}u_{i-1/2,k}^{n+1}F_{i-1/2,k}\}$$
$$+\frac{1}{\delta z_k}\{(\gamma_z)_{i,k+1/2}w_{i,k+1/2}^{n+1}F_{i,k+1/2}$$
$$-(\gamma_z)_{i,k-1/2}w_{i,k-1/2}^{n+1})F_{i,k}^{n}S^{*}{}_{i,k}^{n+1}]$$

SOLA scheme으로 구한 각 방향의 유속을 식 (3.115)에 대입하면 각 셀에서 VOF함수 F를 계산할 수 있다. 그러나, 실제 계산에 있어서 문제로 되는 것은 수치확산이다. VOF함수 F의 이류는 유체의 체적율에 대한 이류이므로 수치확산 때문에 자유수면이 불분명하게 된다. 따라서, 본 연구에서는 수치확산을 방지하기 위하여 Hirt와 Nichols(1981)가 VOF함수의 이류계산에 사용한 donor-acceptor법을 적용하였다. donor-acceptor법은 이유면에서의 VOF함수 F_{AD}의 값이 doner셀(상류측 셀)과 acceptor셀(하류측 셀)에서 F값에 의해서 결정되는 방법으로 acceptor셀의 자유수면 형상과 이류로 운반되는 유체형상의 연속성에 의해 F_{AD}가 결정된다.

Fig. 3.18에서 donor셀과 acceptor 셀의 경계인 이류면에서 유속을 u로 하면 $V=u \cdot \delta t$는 δt시간 동안에 donor셀로부터 acceptor셀로 수송되는 이류량이 된다. Fig. 3.18(a)에 나타낸 바와 같이 이류면 AD와 donor셀의 표면이 수직인 경우에서는 이류면에 있어서 VOF함수 F_{AD}의 값이 donor셀의 F_D의 값과 일치한다. 반대로, Fig. 3.18(b), (c)와 같이 이유면과 donor셀의 표면이 수평인 경우는 이유면에 있어서 VOF함수 F_{AD}의 값은 acceptor셀의 F_A의 값으로 결정된다.

그러나, donor셀에 acceptor셀로 이류시킬 충분한 기테나 유체가 없는 Fig. 3.19(a)의 경우는 이류면에서 F_{AD}를 F_A로 취하면 δt시간 동안에 donor셀로부터 acceptor셀로 수송되는 기체의 이류량인 $(1-F_A)V$는 acceptor셀이 보유하고 있는 기체량 $(1-F_D)\delta x_D$보다 많은 기체가

이류하게 되고, Fig. 3.19(b)의 경우는 acceptor셀이 보유한 유체량 $F_D \delta x_D$보다 많은 유체량이 이류되는 이상한 결과를 초래하게 된다.

따라서, Fig. 3.19(a)의 경우는 기체의 부족분으로 기체를 대신하여 유체를 이류시키고, 반대로 Fig. 3.19(b)의 경우는 유체의 부족분으로 유체를 대신하여 기체를 이류시켜야 한다. 이상을 모두 고려한 이류면에서의 VOF함수 F_{AD}는 다음과 같이 표현될 수 있다.

$$F_{AD}(\gamma_x)_{i+1/2,k} u_{i+1/2,k}^{n+1} \delta t$$

$$= sgn\left\{(\gamma_x)_{i+1/2,k} u_{i+1/2,k}^{n+1}\right) MIN F_{AD} (\gamma_x)_{i+1/2,k} \delta_t + CF, F_D \delta x_D (\gamma_v)_D \right\} \tag{3.116}$$

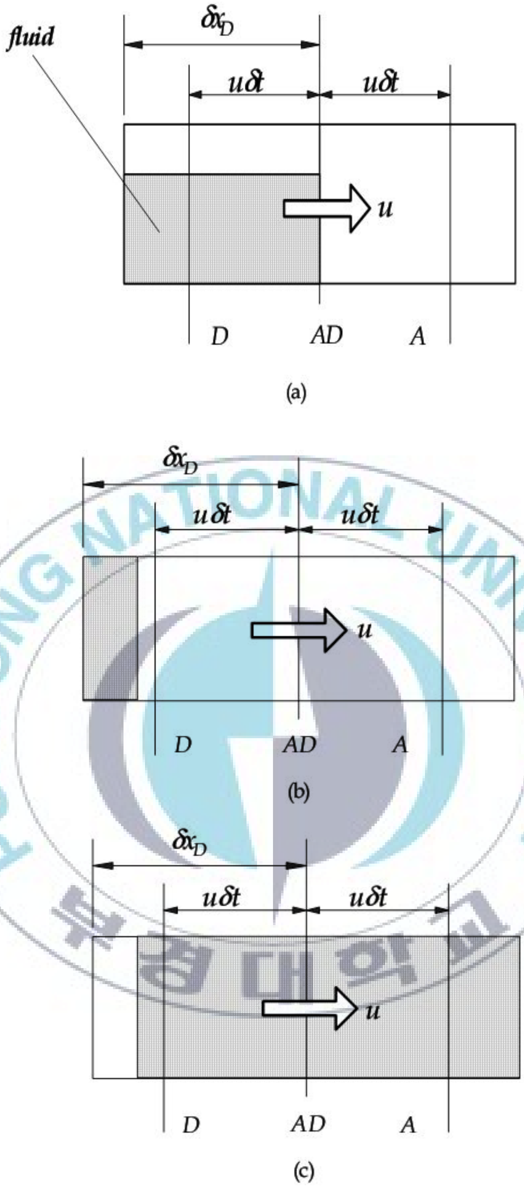


Fig. 3.18 Advection method of VOF function.

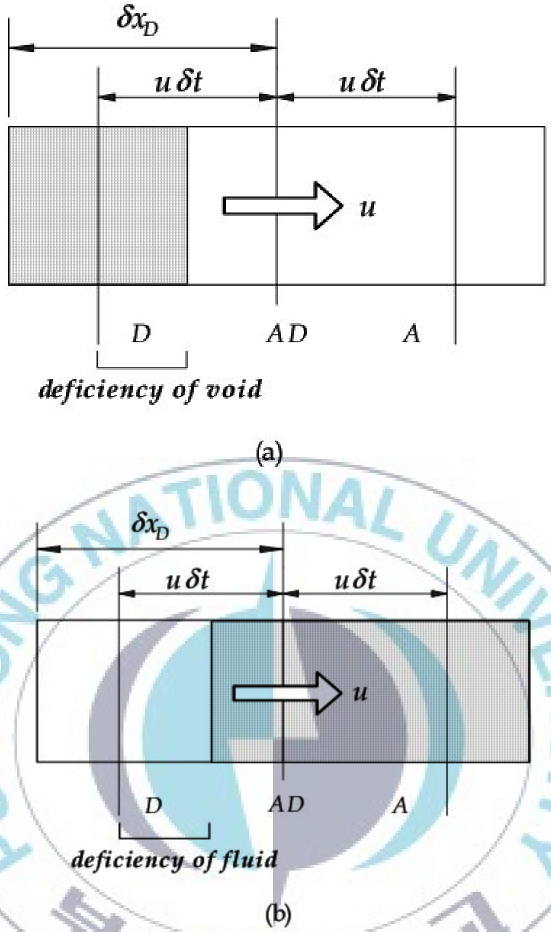


Fig. 3.19 Exception of advection computation.

$$CF = MAX\left\{(F_{DM} - F_{AD})|(\gamma_x)_{i+1/2,k} u^{n+1}_{i+1/2,k} \delta_t - (F_{DM} - F_D)\delta x_D (\gamma_v)_D, 0.0\right\} \tag{3.117}$$

여기서, 식 (3.116)의 MIN은 donor셀이 보유하고 있는 유체 이상의 유체가 acceptor셀로 이류되는 것을 방지하게 되고, 식 (3.117)의 MAX는 acceptor셀이 보유하고 있는 기체 이상의 기체가 donor셀로부터 이류되는 것을 방지하게 된다.

식 (3.116), (3.117)을 식 (3.115)에 대입하면 새로운 시간 스텝에서의

VOF함수 F값을 산정할 수 있다.

3.3 경계조건

3.3.1 자유표면에서의 경계조건

자유수면에서의 경계조건으로는 다음에 기술하는 유속과 압력의 경계조건이 있다.

(1) 유속경계조건

표면셀의 경계면에 정의된 유속 중에 운동방정식의 계산영역은 유체셀과 접하는 경계면이다. 따라서, 표면셀과 표면셀, 기체셀과 기체셀의 사이에 있는 경계면의 유속은 경계조건에 의해 결정되어야 한다.

표면에 수평한 유속은 표면셀의 RF가 나타나는 방향의 유체셀 경계면에서 유속을 취한다. 예로, Fig. 3.20과 같은 표면셀 (i,k+1)은 RF=3으로 셀의 아래쪽 방향에 유체셀이 존재하므로 표면셀에서 표면과 수평한 유속 $u_{i+1/2,k+1}$은 SOLA scheme의 반복계산으로부터 구한 유속 $u_{i+1/2,k}$의 값을 표면셀 (i,k+1)에서 수평방향의 유속 $u_{i+1/2,k+1}$로 취한다.

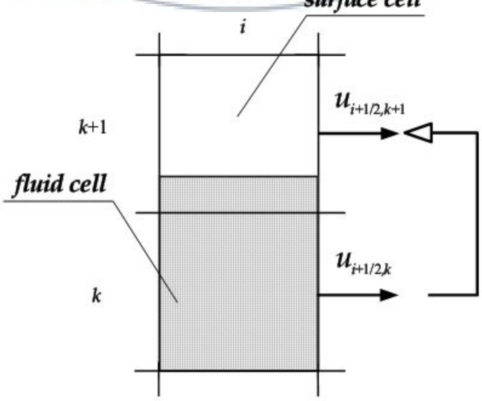


Fig. 3.20 Velocity boundary condition.

표면에 수직한 유속은 표면셀의 형태에 따라 기체가 있는 방향의 셀 경계면 유속에 대해서 VOF함수 F의 이류를 계산할 때 표면셀에서 연속방정식이 만족되도록 결정된다.

(2) 압력경계조건

RF에 의해 표면셀의 방향이 결정되고, VOF함수 F값에 의해 표면위치가 결정되지만 표면셀에 있어서 압력이 정의되는 위치와 실제의 자유수면의 위치와 다를 수 있다. 따라서, Fig. 3.21에서 나타내는 바와 같이 표면셀에서 압력의 정의위치와 RF가 나타내는 유체셀의 정의위치의 2점간을 선형내삽하여 식 (3.118)과 같이 압력을 산정한다.

$$\begin{cases} p_{i.k} = (1-\eta)p_{i.k-1} + \eta p_s \\ \eta = \dfrac{\gamma_c}{\gamma} = \dfrac{\delta z_{k-1} + \delta z_k}{\delta z_{k-1} + 2F_{i,k}\delta z_k} \end{cases} \tag{3.118}$$

본 연구에서는 표면장력의 영향을 무시하므로 $p_s = 0$이다.

3.3.2 개경계조건

개경계(open boundary)는 Fig. 3.22에 나타내는 바와 같이 부가가상감쇠영역(added fictitious dissipation zone)을 계산영역의 양 끝에 두고, 계산셀의 크기를 변화시키면서 다음의 식 (3.119)와 같이 연직방향의 유속을 가상감쇠력(fictitious damping force)에 의해 서서히 감쇠시켜 파랑을 흡수하는 Hinatsu(1992)의 개경계처리 기법을 적용한다.

$$f = -\lambda_w \tag{3.119}$$

여기서, λ는 감쇠계수이다.

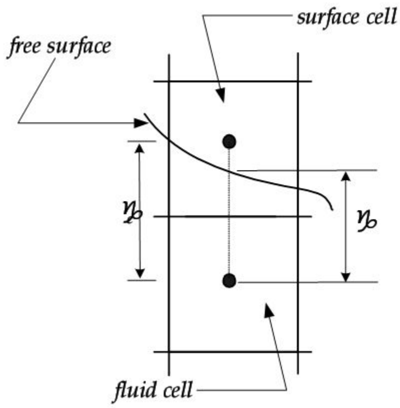


Fig. 3.21 Pressure boundary condition on the free surface.

또한, 부가감쇠영역의 끝단에 유속이나 VOF함수 등의 물리량 ϕ의 수평변화가 0이 되는 다음의 조건을 부과한다.

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x} = 0 \tag{3.120}$$

3.3.3 조파조건

식 (3.1)의 조파 source를 고려한 연속방정식은 우변에 Dirac delta 함수의 관계를 이용하여 S^*의 항을 갖고 있다. 본 연구의 수치계산은 엇갈린격자를 채용하고 있으므로 셀 경계면 내에서 각 방향의 유속 u, w는 일정한 값을 갖는다. 따라서, 식 (3.1)의 연속방정식을 조파 source위치 $x = x_s$에서 하나의 셀에 대해 적분을 수행하면 식(3.121)을 얻을 수 있다.

$$\int_x^{x+\delta x_s} \int_z^{z+\delta z_k} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) dx dz = \int_x^{x+\delta x_s} \int_z^{z+\delta z_k} S(z,t)\delta(x - x_s) dx dz \tag{3.121}$$

여기서, δx_s는 x방향의 격자간격이다.

source위치에서의 Dirac delta함수의 적분은 $\int_{x}^{x+\delta x_s}\delta(x-x_s)dx=1$이므로 최종적으로 식 (3.122)를 얻을 수 있다.

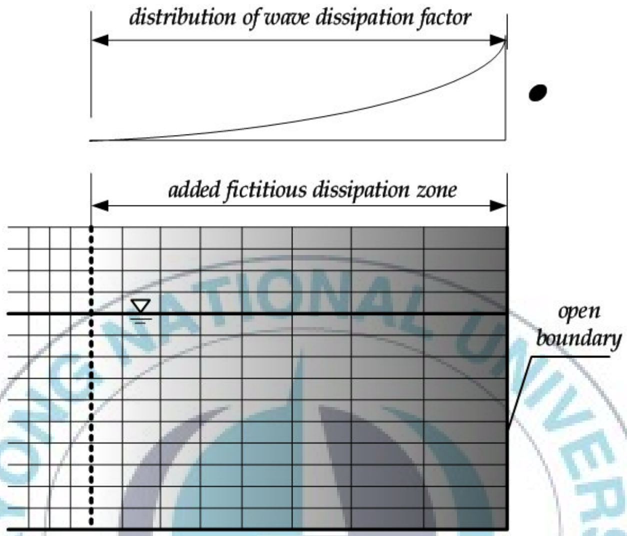


Fig. 3.22 Sketch of added fictitious dissipation zone.

$$\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial w}{\partial z}=\frac{S(z,t)}{\delta x_s} \tag{3.122}$$

따라서, 엇갈린격자를 이용하여 이산화할 경우에 조파위치 $x=x_s$에서 조파 source강도는 $\frac{S(z,t)}{\delta x_s}$로 고려된다. 식 (3.74)의 우변항으로부터 격자간격이 증가함에 따른 조파 source강도의 영향이 없어지기 때문에 조파시키고 싶은 유량밀도를 주면 기대하는 파랑이 정확히 조파된다.

source에 의한 조파방법을 제안한 Brorsen and Larsen(1987)은 조파 source로부터 조파시킬 때 해석영역의 양쪽방향 x의 (+)방향과 x의 (-)방향)으로 파랑이 전달되기 때문에 식(3.123)과 같은 조파 source강도 S를 제안하고 있다.

$$S = \begin{cases} 1-\exp(-2t/T_i) \cdot 2U_0 & : \ t/T_i \le 3 \\ 2U_0 & : \ t/T_i > 3 \end{cases} \tag{3.123}$$

식 (3.123)에서 $\{1-\exp(-2t/T_i)\}$은 급작스러운 조파에 의해 자유수면의 거동이 불안정해지는 것을 방지하기 위하여 조파개시로부터 3주기까지 강도를 서서히 증가시키는 항으로 그 크기는 Fig. 3.23에 나타낸 바와 같다.

본 연구에서와 같이 수치파동수로 내에 구조물이 설치되는 경우에 조파 source위치로 구조물에 의한 반사파가 접근하는 경우는 조파 source위치에서 수위변동 η_s와 조파 source에 의한 기대수위변동 η_0가 서로 상이하게 된다. 따라서, 식 (3.123)과 같이 조파 source강도가 $S=2U_0$로 될 수 없으므로 大山 등(1991)은 입사파와 반사파가 동시에 존재하는 경우에 대해 조파 source강도의 분포형상을 조파 source지점의 연직적분치가 반사파가 없는 경우와 분포형상이 상사되도록 하는 식(3.124)를 고려하고 있다.

$$S = 2U_0 \frac{\eta_0 + h}{\eta_s + h} \tag{3.124}$$

따라서, 식 (3.124)를 고려한 조파 sorce의 강도는 식 (3.125)와 같다.

$$S = \begin{cases} 1-\exp(-2t/T_i) \cdot \ 2U_0(\eta_0+h)/(\eta_s+h) & : \ t/T_i \le 3 \\ 2U_0(\eta_0+h)/(\eta_s+h) & : \ t/T_i > 3 \end{cases} \tag{3.125}$$

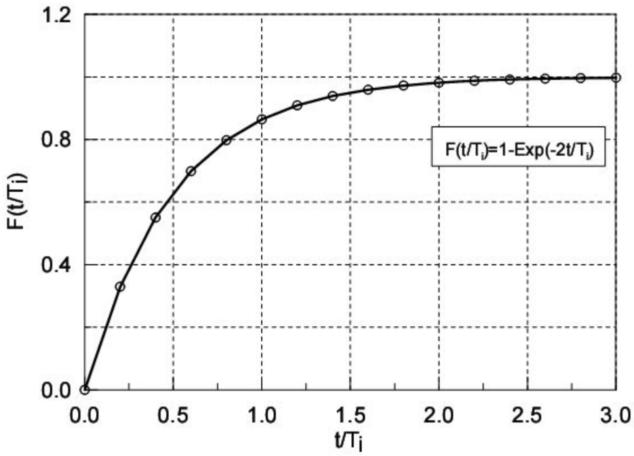


Fig. 3.23 Variation of wave source factor.

3.3.4 안정조건

본 연구에서 수치계산의 안정성이 확보되기 위해서는 식 (3.126)의 Courant수가 만족되어야 한다.

$$c = \frac{|\overline{v}|\delta t}{\delta X} \tag{3.126}$$

여기서 $\overline{V}$는 유속을 δX는 격자간격이다.
Courant수 c가 c<1인 경우에 수치계산의 안정성이 확보될 수 있다. 이것은 1회 의 시간스텝 사이에 어떤 변수를 운반한 거리 $|\overline{v}|\delta t$가 공간의 이산폭인 δ_x를 초과 할 수 없다는 것을 의미한다. 전술한 donor-acceptor법은 이류에 의해 이동한는 VOF함수 F의 값이 donor셀과 acceptor셀의 F값에 의해 결정되는 방법이므로 Courant수 c는 c<1이어야 한다. 따라서, 시간스텝의 간격 δt는 식 (3.126)에 의해 식 (3.127)을 만족하여야 한다.

$$\delta_t < \min\left\{\frac{\delta_x}{|u|_{\max}}, \frac{\delta_z}{|w|_{\max}}\right\} \tag{3.127}$$

여기서, $|u|_{\max}, |w|_{\max}$는 각각 x, z방향에 있어서 최대유속을 나타낸다. 본 수치계산에 있어서 초기의 시간스텝은 $\delta_t = 0.01s$로 하고, 그 이후는 Cournt조건식 (3.127)이 만족되도록 시간스텝의 간격 δ_t를 매 시간스텝마다 조정하였다.

3.3.5 그 외의 경계조건

이상의 경계조건 이외에 적용되어야 할 경계조건으로는 구조물 표면에서의 경계조건 및 바닥경계조건이 있지만 SOLA scheme을 채용하고 있으므로 압력경계조건은 고려될 필요가 없고, 유속경계조건만을 고려하면 된다. 본 연구에서는 구조물 표면 및 바닥에서 경계조건으로 법선방향의 유속이 0인 불투과조건을 적용하였고, non-slip조건을 적용하였다.

4. 수치해석 기법의 검증

4.1 수치 파동수로 내의 조파파형 검증

Fig. 4.1은 입사파고 $H_i = 6cm$, 주기 $T_i = 1.0s$, 일정수심 $h = 40cm$의 조건하에 Fig 3.1에 나타내고 있는 바와 같이 조파 source의 위치로부터 각각 $x = 1.0L_i$, $x = 2.0L_i$, $x = 3.0L_i$, $x = 4.0L_i$의 위치에서 시간파형을 입사파의 진폭으로 무차원화 시켜 표시한 것이다. 앞장에서 설명한 바와 같이 조파를 시작할 때 자유수면의 거동이 불안정하게 되는 것을 방지하기 위하여 $t/T_i \le 3$까지는 강도를 서서히 증가시키고, 그 이후부터는 일정하게 조파 source의 강도를 주고 있으므로 시간이 경과함에 따라 각 지점의 시간파형은 서서히 증가하고 있는 모습을 보이고 있다. 또한, 파랑이 각 지점에 도달한 4주기 후부터 파형이 안정됨을 확인할 수 있다.

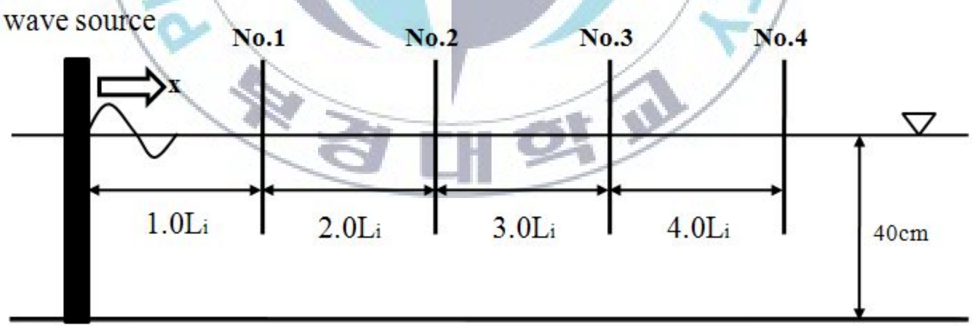
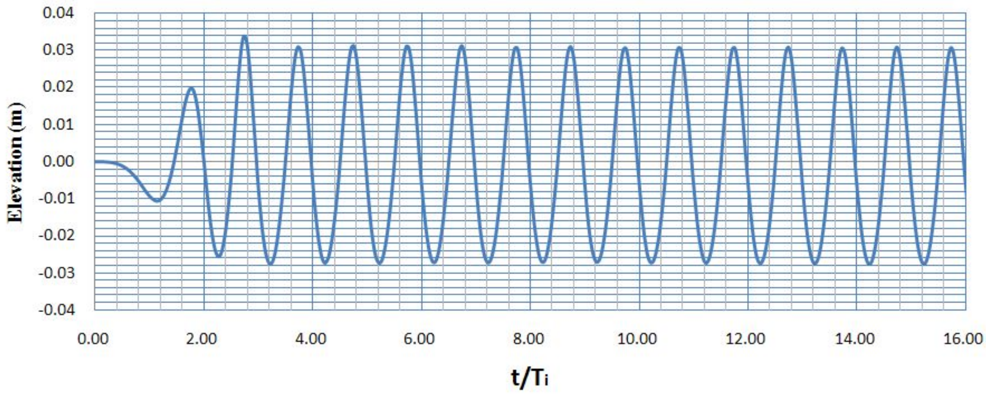
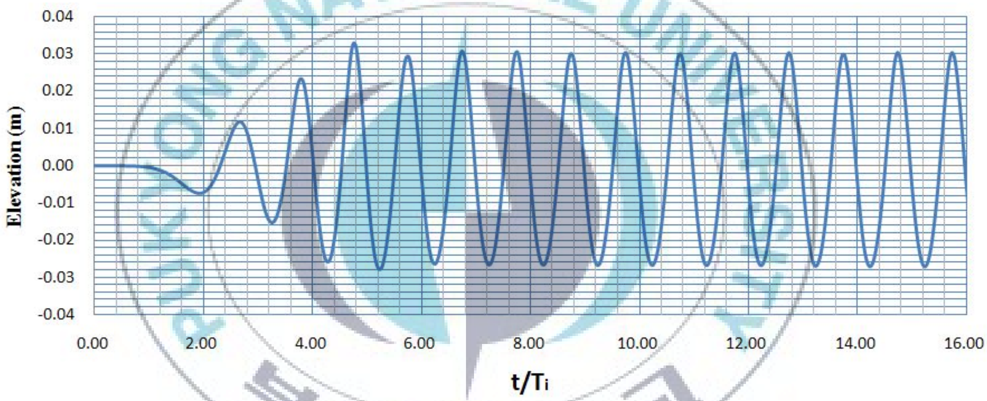


Fig. 4.1 Measuring points of wave profile.

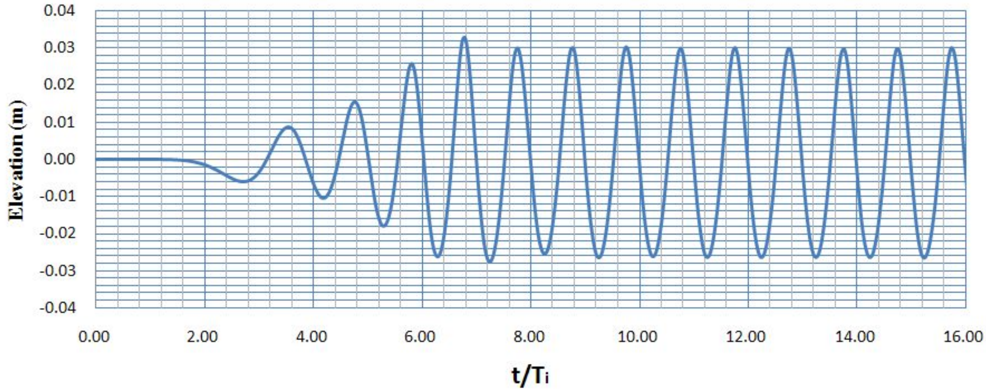


(a)No.1

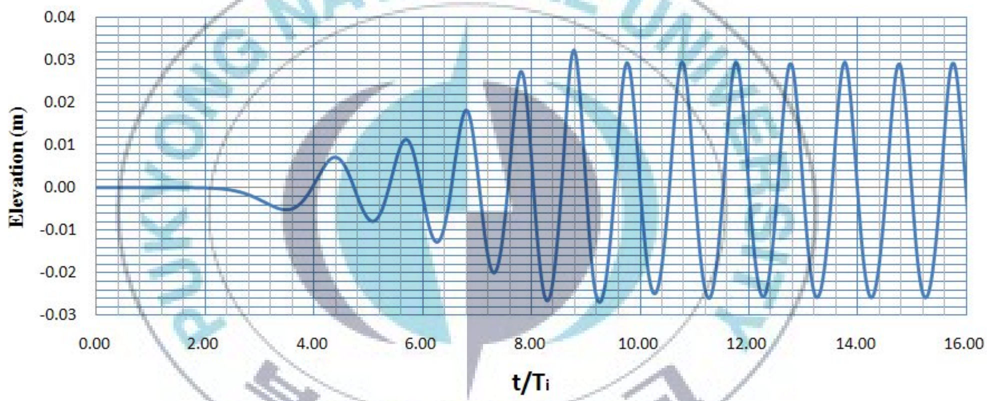


(b)No.2

Fig. 4.2 Time variation of computed wave profiles at each point.



(c)No.3



(d)No.4

Fig. 4.2 Continued.

4.2 기존의 해석결과와 비교

불투과성잠제에 대해 본 수치해석에서 얻어진 계산결과와 川崎(1997)에 의한 수리모형실험 결과를 비교한 것이 Fig. 4.4 에 주어져 있으며, 이는 파형경사 H_i/L_i=0.03(L_i=300cm), 수심파장비 h/L_i=0.2, 잠제상대폭 B/L_i=0.2(B=60cm), 천단수심 q_h=12cm의 조건하에서 Fig. 4.3 에 나타내고 있는 각 지점에서의 시간파형을 나타낸 것이다. 그림으로부터 알 수 있는 바와 같이 잠제상에서 비대칭성이 큰 파랑이 형성되고, 잠제배후에서 불규칙파랑과 같은 비선형성이 큰 파랑이 발달되는 것을 알 수 있다. No.1 지점과 No.2 지점에선 수치해석 결과와 수리모형실험 결과가 거의 동일하다고 판단되며, No.3 지점과 No.4 지점에선 비선형성이 큰 파랑에 의해 수치해석 결과와 실험결과가 약간의 차이를 나타내지만, 최대값과 최소값이 거의 같으며, 파봉과 파곡의 형상이 유사하므로 본 수치해석 결과의 타당성을 검증할 수 있다.

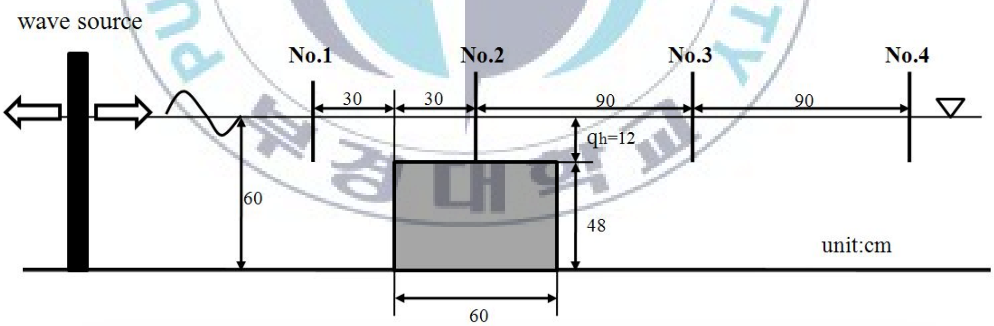
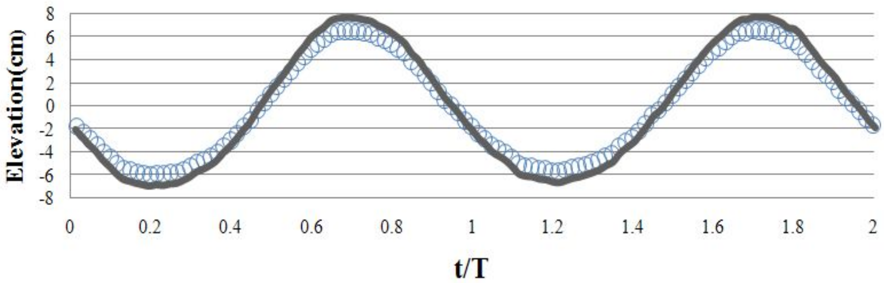
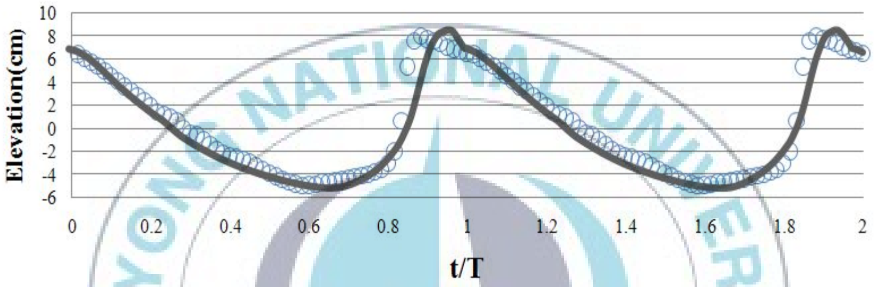


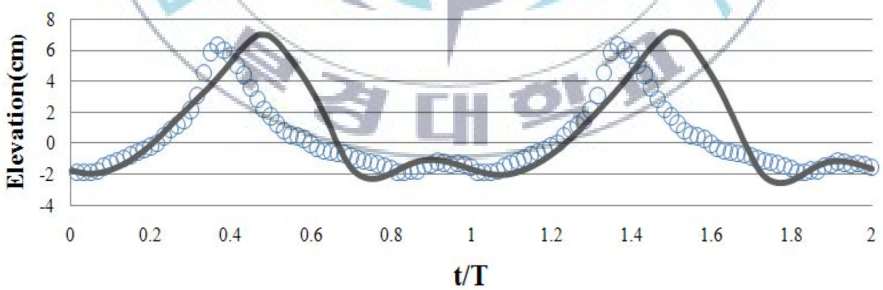
Fig. 4.3 Measuring points of wave profile.



(a)No.1



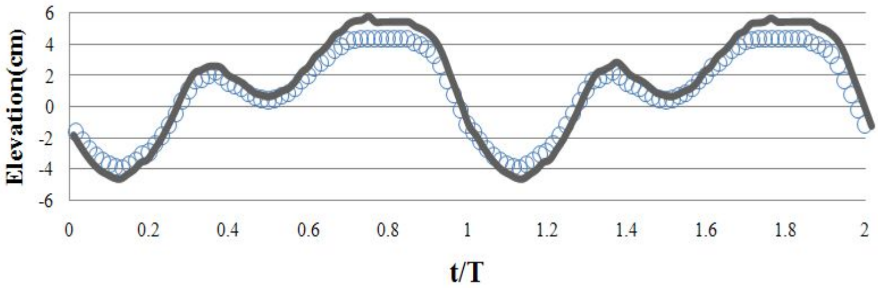
(b) No.2



(c) No.3

Fig. 4.4 Comparison between calculation results and hydraulic experimental data (川崎,1997)

○: experimental data, —: numerical data.



(d) No.4

Fig. 4.4 Continued.

5. 결과 및 분석

5.1 파이프 내장형 해수교환방파제의 단면특성

5.1.1 도수파이프의 위치에 따른 해수유입특성

파이프 내장형 해수교환방파제의 성능을 높일 수 있는 단면형상을 찾기 위해서는 먼저 해수유입 측면에서 직립케이슨에 도수파이프가 케이슨에 수평으로 설치된 단순한 구조형식에 대해서 연구할 필요가 있다. Fig. 5.1은 직립 케이슨제에 도수파이프가 수중에 수평으로 설치된 유공 케이슨의 실험 단면도이다. 수치실험에 사용된 실험조건은 Table 5.1과 같다.

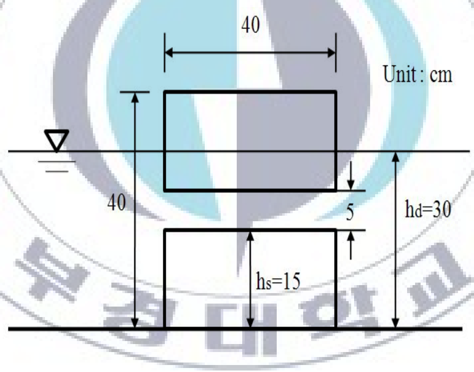


Fig. 5.1 Profile of caisson with submerged horizontal pipe.

Table 5.1 Conditions of numerical test(unit:cm)

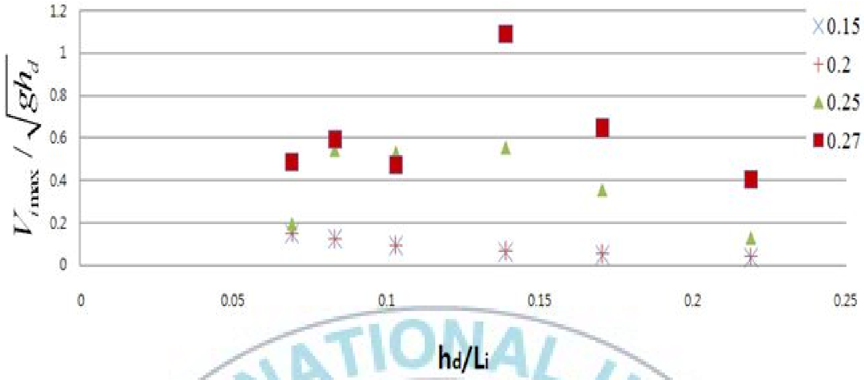
H	T(sec)	h_d	h_s	h_e
3 6 9	1.0 1.2 1.4 1.8 2.2 2.6	30	15 20 25 27	5

Fig. 5.2는 해수소통구의 위치에 따른 케이슨 통수파이프 내의 무차원 최대 유입유속의 변화를 수심파장비로 나타낸 것이다. 여기에서 V_{imax}는 파이프 내의 최대 유입유속, g는 중력가속도, h_d는 수심, L_i는 파장을 나타낸다. Fig. 5.2에서 보면 각 파고별 최대 유입유속은 해수소통구가 정수면 부근에 위치한 경우가 수중에 위치한 경우보다 약 4배 높게 나타났다. 이는 파랑에너지의 대부분이 해수면 부근에 집중되어 있기 때문이라 사료된다. 최대 유입유속은 H=9cm인 경우가 H=3cm인 경우보다 약 3배 높게 나타났다. 따라서 최대 유입유속의 크기는 주기보다 파고의 영향을 높게 받는다는 것으로 판단된다.

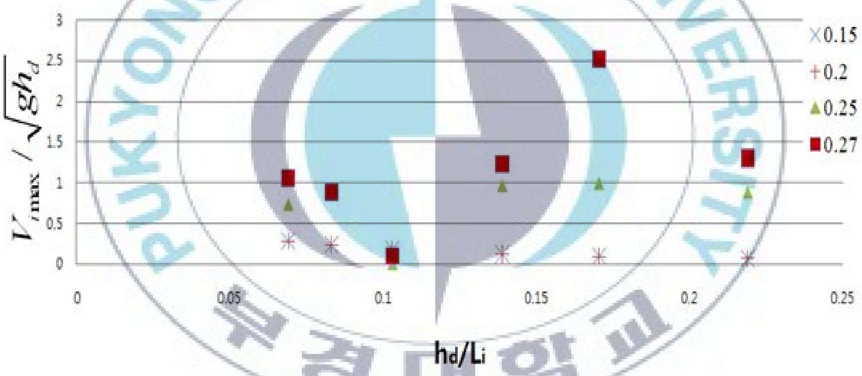
Fig. 5.3은 해수소통구의 위치에 따른 파랑의 전달율을 나타낸다. 해수 소통구가 수면에 가깝게 위치할수록 파의 전달율이 커지고, 파형경사가 커질수록 파의 전달율이 작아지는 패턴을 보인다.

Fig. 5.4는 가장 큰 V_{imax}가 최대값으로 나타난 H=6cm, T=1.2조건의 직립 유공 케이슨제의 도수파이프 내 유속의 시계열이다. Fig. 5.4에서 연직축에서 양의 값은 항내로 유입되는 흐름의 유속이며 음의 값은 항외로 재유출되는 흐름의 유속을 의미한다. Fig. 5.4를 보면 직립 유공 케이슨제에서는 유입유속과 재유출속도가 비슷하므로 항내로의 순 유입유량을 거의 기대하기 어렵다. 이를 보면 케이슨제에 도수파이프를 단순히 수평으로 설치한다면 항내 수면교란은 큰 반면에 방

파제로부터 이격된 수역에 산소를 공급하거나 수질을 변화시키는 것에 대해서는 크게 기여하지 않음을 알 수 있다.

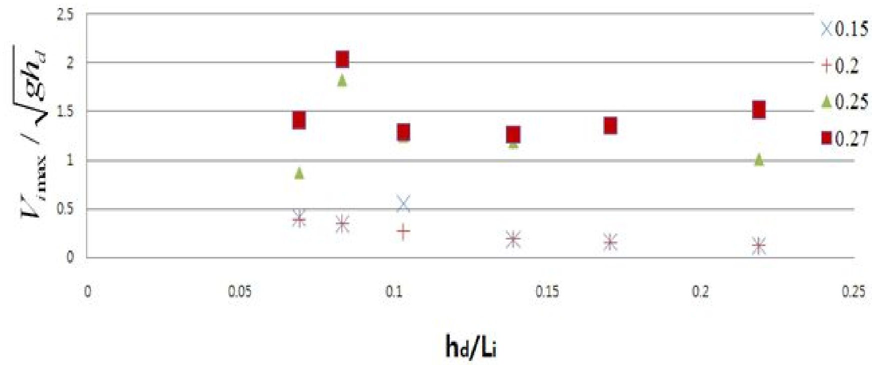


(a)H=3cm



(b)H=6cm

Fig. 5.2 Distribution of maximum velocity in horizontal pipe according to entrance height.



(c)H=9cm

Fig. 5.2 Continued.

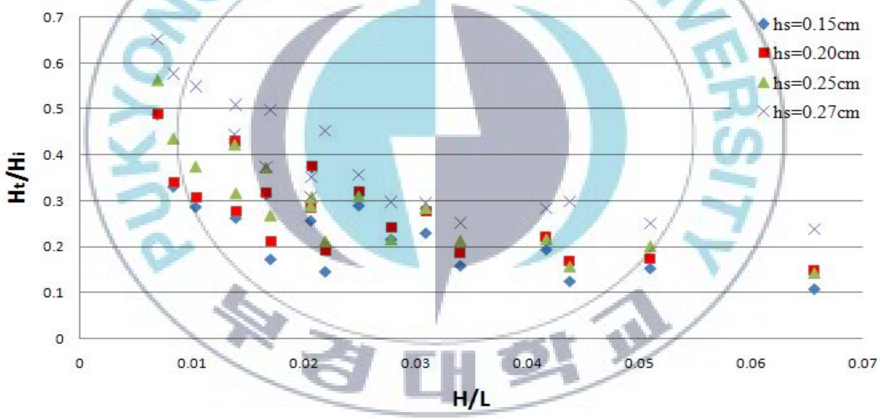


Fig. 5.3 Distribution of transmission coefficient in horizontal pipe according to entrance height.

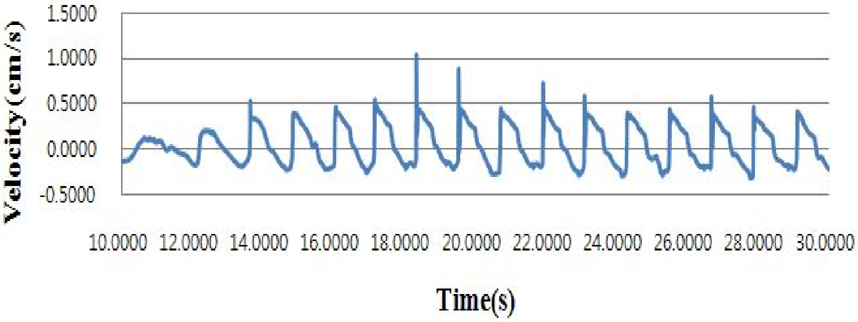


Fig. 5.4 Velocity time series of H=6cm, T=1.2s in caisson with submerged horizontal pipe.

5.1.2. 도수파이프의 경사각에 따른 해수유입특성

Fig. 5.5와 같이 케이슨식 해수교환방파제 내부의 도수파이프에 경사를 두어 일방향 흐름이 되도록 하고 수치실험을 수행하였다. 이 수치실험에서 사용된 경사각의 크기는 0°, 10°, 20°, 30°이다. Fig. 5.6은 도수파이프의 경사에 따른 주기당 유입유속과 재유출유속의 합인 평균 유입 유속을 나타낸다.

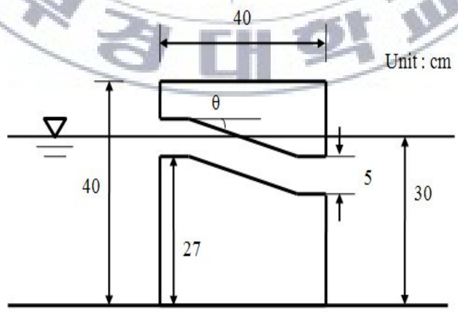
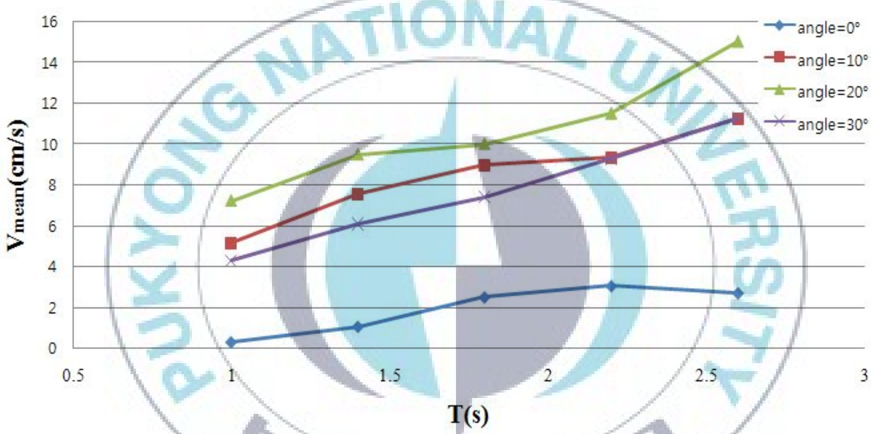


Fig. 5.5 Profile of caisson with submerged angular pipe.

Fig. 5.6에서 알 수 있듯이 경사각이 20°일 때 가장 큰 평균 유입 유속이 나타나며, 이는 경사가 생기면서 일방향 흐름을 유도하지만, 어느

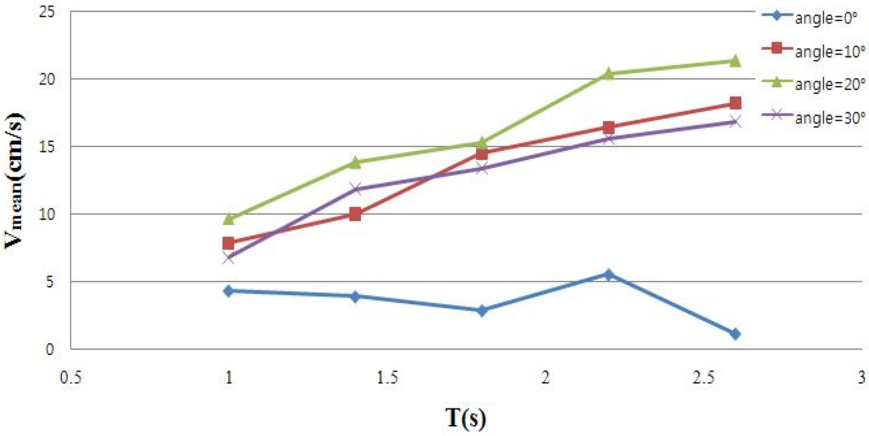
정도 경사가 커짐에 있어서 저항하는 수괴의 양이 커지기 때문에 본 조건에서는 통수파이프의 경사각이 20°일 때 가장 성능이 좋은 것이라 판단된다. 또한, 경사각이 있는 도수파이프 내의 유입유속은 파고와 주기가 커질수록 증가하는 패턴을 보인다.

Fig. 5.7은 해수소통 파이프의 경사각에 따른 파의 전달율을 나타낸다. 해수소통구의 각이 커질수록 유출구는 수면에서 멀어지기 때문에 파의 전달율이 작아지고, 5.1.1절에서 나타난 결과와 마찬가지로 파형경사가 커질수록 파의 전달율이 작아지는 것을 확인할 수 있다.

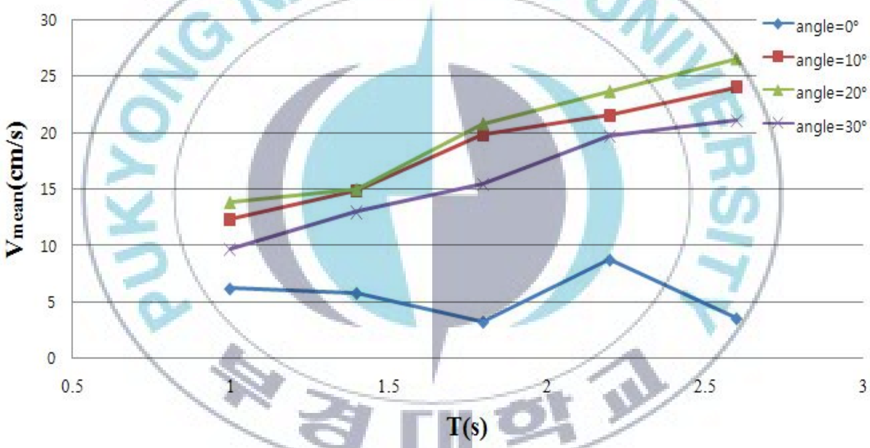


(a) H=3cm

Fig. 5.6 Distribution of mean velocity in angular pipe according to angle of pipe.



(b) H=6cm



(c)H=9cm

Fig. 5.6 Continued.

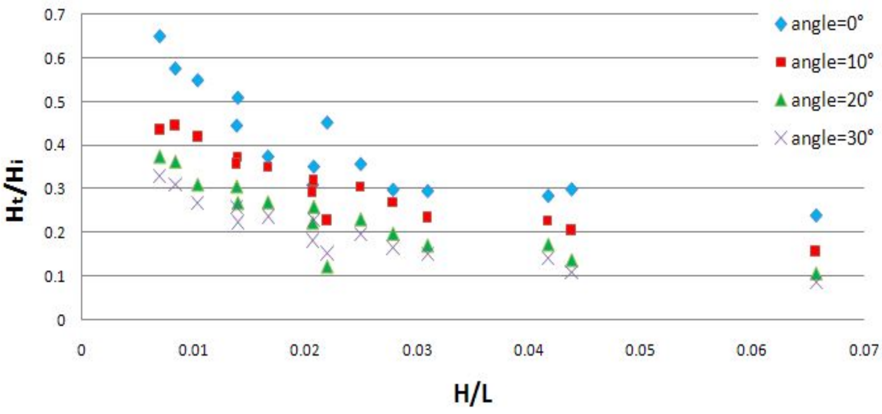


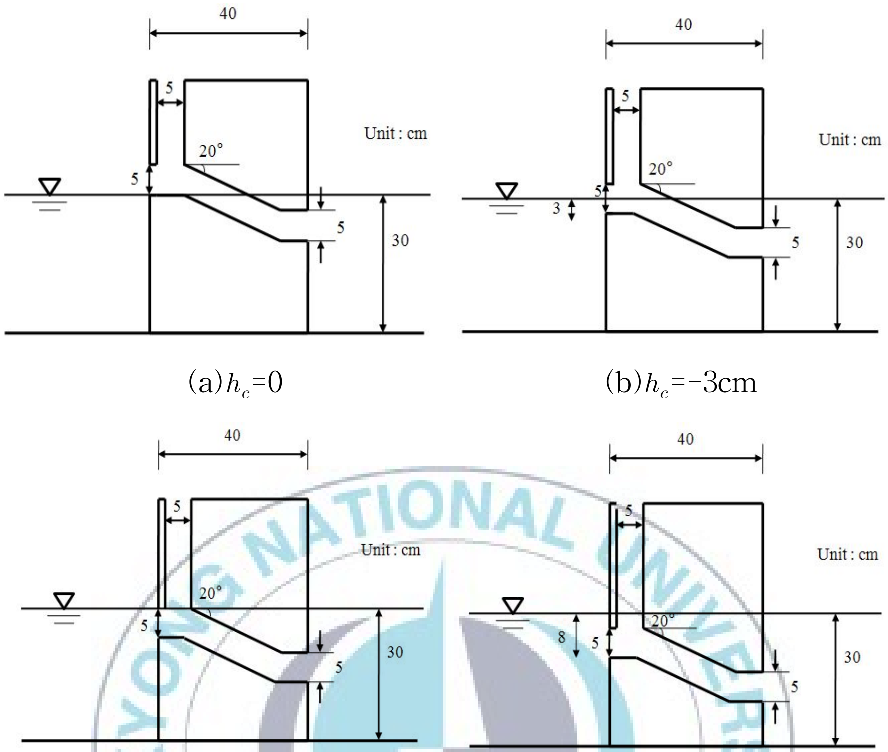
Fig. 5.7 Distribution of transmission coefficient in angular pipe according to angle of pipe.

5.2 유수실 내장형 해수교환방파제의 단면특성

전술한 바와 같이 파고 및 주기가 작은 파랑에 대해서는 단순히 해수유통로의 설치만으로는 뛰어난 해수효과를 기대하기 어려우므로 방파제 내에 소형 유수실을 설치하여 지속적인 수위차를 발생시켜 유수실에 들어온 해수가 시간을 가지고 유통수로를 통해 항내 정체구역까지 진입하도록 해야한다. 앞서 연구한 파이프 내장형 케이슨식 방파제 내부에 유수실을 위치시켜 연구를 수행하였다.

5.2.1. 유입구의 위치에 따른 해수유입특성

본 절에서는 유수실 내장형 케이슨제의 유입구의 위치에 따른 해수교환 성능을 검토하였다. Fig. 5.8과 같이 입구의 위치를 h_c=0～-8cm로 변화시켜가며 수치실험을 수행하였다. 수치실험에 사용된 유수실의 폭은 입구의 크기와 같이 5cm로 두었고, 각은 5.1.2절에서 나타난 최적의 각인 20°로 두었다.



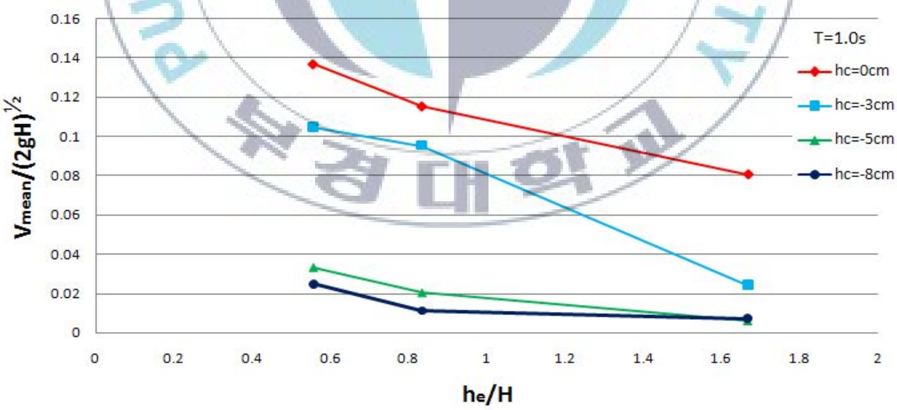
(a) h_c=0 (b) h_c=-3cm

(c) h_c=-5cm (d) h_c=-8cm

Fig. 5.8 Profile of wave chamber installed seawater exchange breakwater according to elevation of entrance.

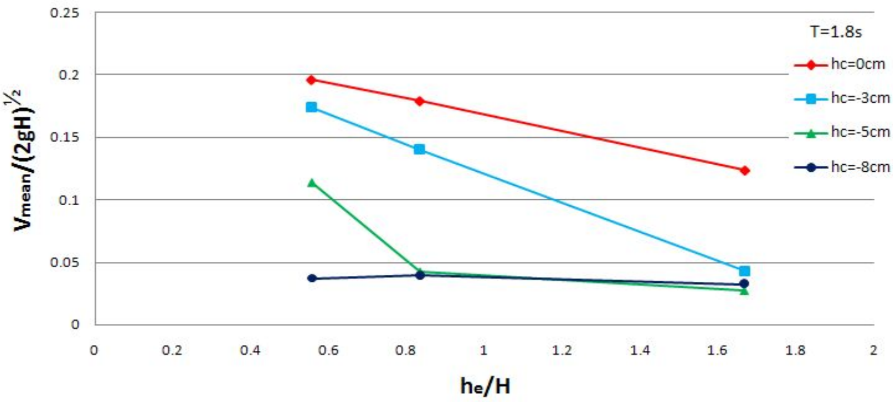
Fig. 5.9는 유수실 내장형 케이슨제의 입구의 위치에 따른 무차원 평균 유입유속의 변화를 파고에 대한 입구의 폭의 비의 함수에 대해 파의 주기별로 나타낸 것이다. 각 주기별 무차원 평균 유입유속은 h_c=0에서 최고치를 보이며, T=1.0s에서, h_c=0의 무차원 평균 유입유속은 h_c=-5cm, -8cm의 무차원 평균 유입유속보다 약 6배 이상 더 큰 값을 보였고, h_c=-3cm의 무차원 평균 유입유속보다 47% 더 큰 값을 나타내었다. T=1.8s에서, h_c=0의 무차원 평균 유입유속은 h_c=-3cm의 값보다 약 39% 큰 값을 보였고, h_c=-8cm 보다 약 4배 더 큰 값을 보였다. h_c=-5cm와 h=-3cm의 값은 주기 1.8sec에서도 H=9cm인 조건을 제외

하면 거의 유사한 값을 보였다. 그리고 T=2.6s에서의 h_c=0의 무차원 평균 유입유속은 h_c=-3cm의 값보다 약 16% 더 큰 값을 보였고, h_c =-5cm, -8cm의 값보다 약 78% 큰 값을 보였다. 전체적으로 T=2.6의 무차원 평균 유입유속은 T=1.0의 값보다 1.8배 큰 값을 보였고, T=1.8의 값보다 60% 큰 값을 나타내었다. 그리고 H=9cm의 무차원 평균 유입유속은 H=3cm, H=6cm 의 값보다 각각 130%, 26% 큰 값을 나타내었다. Fig. 5.10은 유수실 내장형 케이슨제의 입구의 위치에 따른 파의 전달율을 파형경사에 대해 나타낸 그림이다. 전체적으로 파형경사가 커질수록 파의 전달율이 낮아졌으며, h_c=0～-8cm의 위치에 대해 전체적으로 유사한 값을 보인다. 그리하여 해수유입구의 위치는 유입구의 하단부가 정수면에 위치하였을 때, 가장 해수교환 효과가 큰 것을 알 수 있다. 이는 해수유입구의 위치가 수면의 가까이에 위치할수록 파랑에너지가 크고, 해수유입시 저항하는 수괴의 양이 적기 때문이라 사료된다.

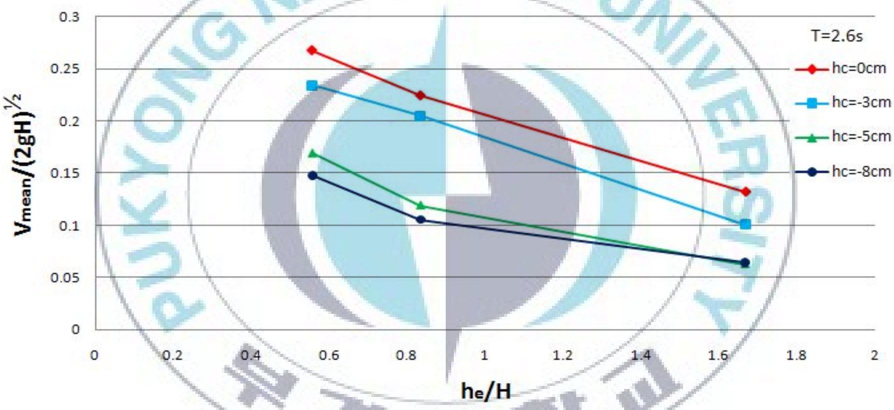


(a)T=1.0s

Fig. 5.9 Distribution of mean velocity in wave chamber installed seawater exchange breakwater according to elevation of entrance.



(b)T=1.8s



(c)T=2.6s

Fig. 5.9 Continued.

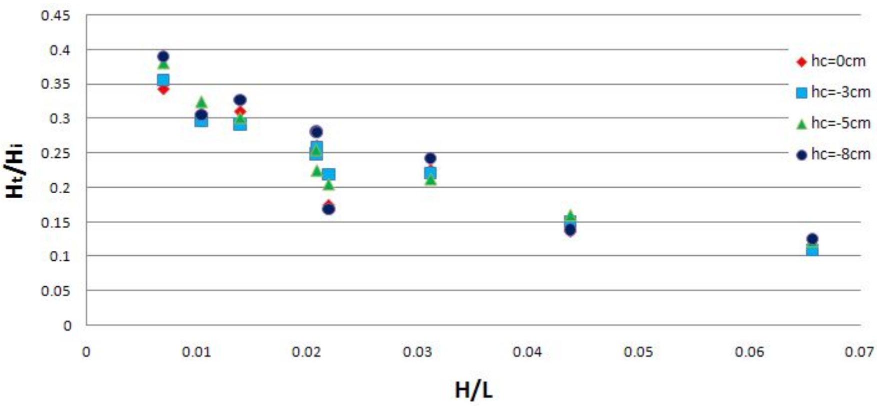
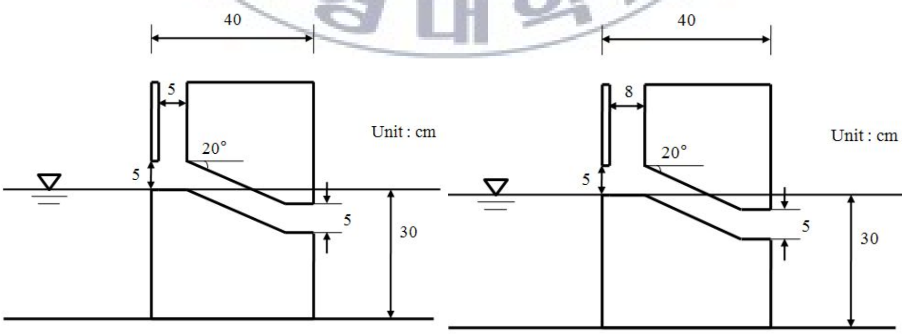


Fig. 5.10 Distribution of wave transmission coefficient according to elevation of entrance.

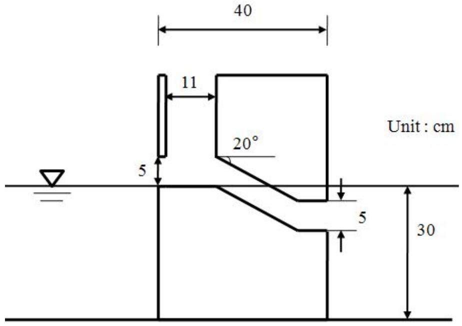
5.2.2. 유수실의 폭에 따른 해수유입특성

본 절에서는 유수실의 폭에 따른 해수교환성능 수치실험을 수행하였다. 유수실의 폭은 Fig. 5.11과 같이 5cm, 8cm, 11cm로 두었으며, 실험결과는 Fig. 5.12~13에 나타내었다.



(a)B=5cm (b)B=8cm

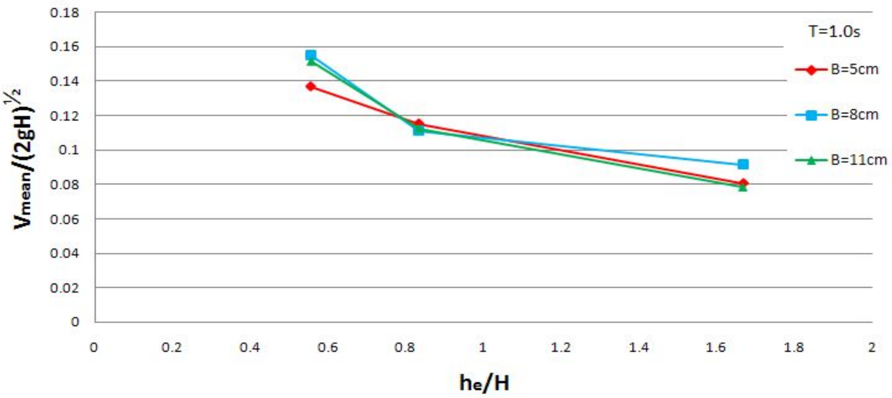
Fig. 5.11 Profile of wave chamber installed seawater exchange breakwater according to width of wave chamber.



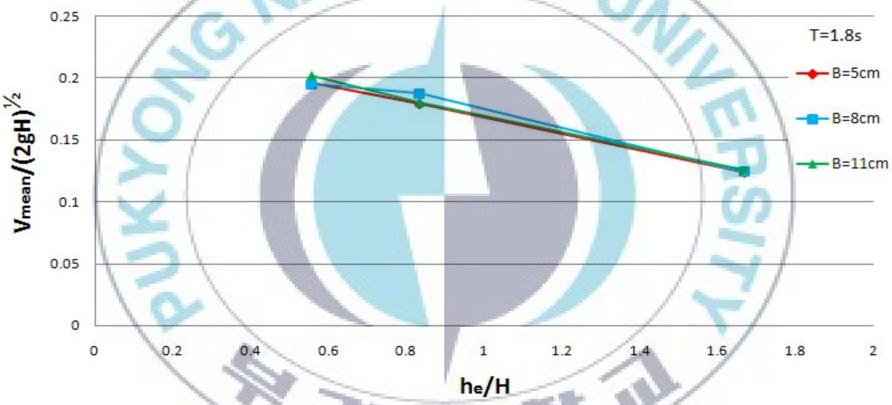
(c)B=11cm

Fig. 5.11 Continued.

유수실 내부의 폭을 달리한 실험결과는 무차원 평균 유입유속이 전체적으로 유사하게 나타났으므로, 유수실의 폭은 해수교환 성능에 큰 영향을 미치지 않는다고 판단되어진다. 전체적으로 T=2.6의 무차원 평균 유입유속은 T=1.0의 값보다 86% 큰 값을 보였고, T=1.8의 값보다 27% 큰 값을 나타내었다. 그리고 H=9cm의 무차원 평균 유입유속은 H=3cm, H=6cm 의 값보다 각각 74%, 18% 큰 값을 나타내었다. Fig. 5.13은 유수실 내장형 케이슨제의 유수실의 폭에 따른 파의 전달율을 파형경사에 대해 나타낸 그림이다. 유수실의 폭이 5cm와 8cm인 경우는 전달율이 유사하게 나타났지만, 폭이 11cm의 전달율은 폭이 5cm와 8cm의 값보다 크게 나타났다. 유수실의 폭이 8cm인 경우에, 폭이 5cm의 경우보다 해수교환 방파제 설계시, 건설재료가 적게 소모된다고 판단되어 추가로 진행되어질 수치실험에서는 폭을 8cm로 두어 연구를 수행하였다.

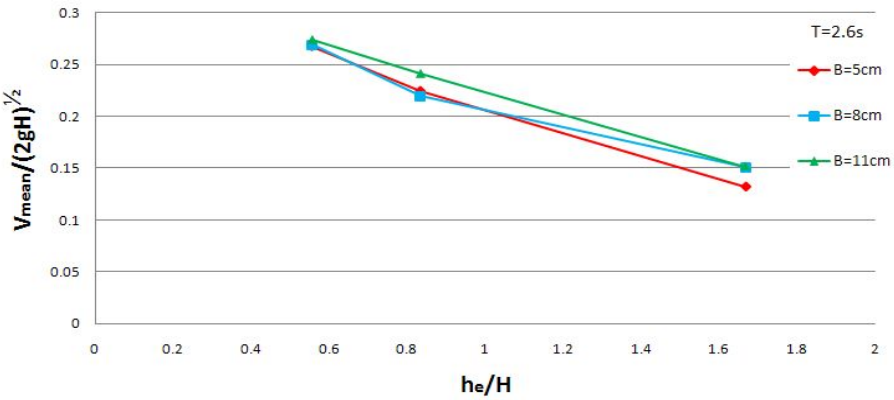


(a)T=1.0s



(b)T=1.8s

Fig. 5.12 Distribution of mean velocity in wave chamber installed seawater exchange breakwater according to width of wave chamber.



(c)T=2.6s

Fig. 5.12 Continued.

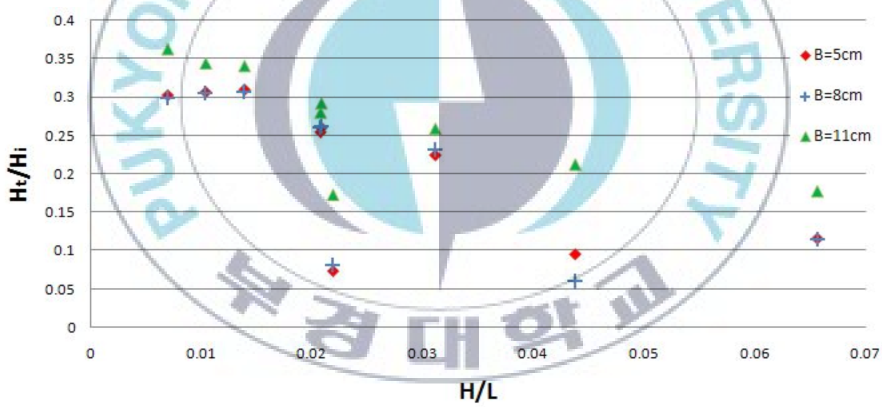


Fig. 5.13 Distribution of wave transmission coefficient according to width of wave chamber.

5.2.3. 통수구의 경사에 따른 해수유입특성

본 절에서는 통수구의 경사에 따른 해수교환성능 수치실험을 수행하였다. 통수구의 경사는 Fig. 5.14와 같이 10°, 20°, 30°로 변화시켜가며 수치실험을 수행하였다. 통수구의 경사에 따른 실험결과는 Fig. 5.15~16에 나타내었다.

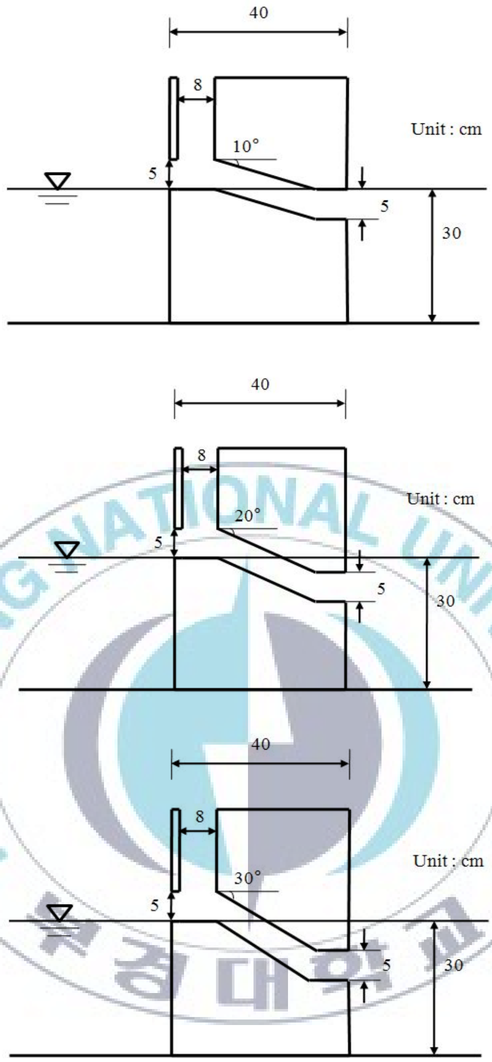
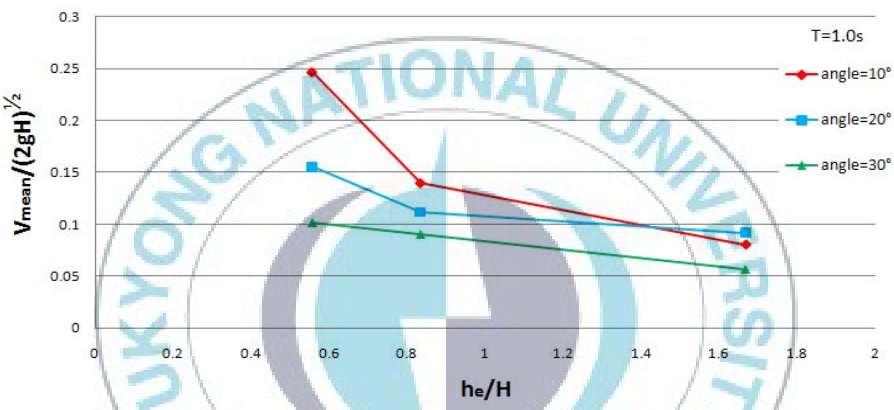


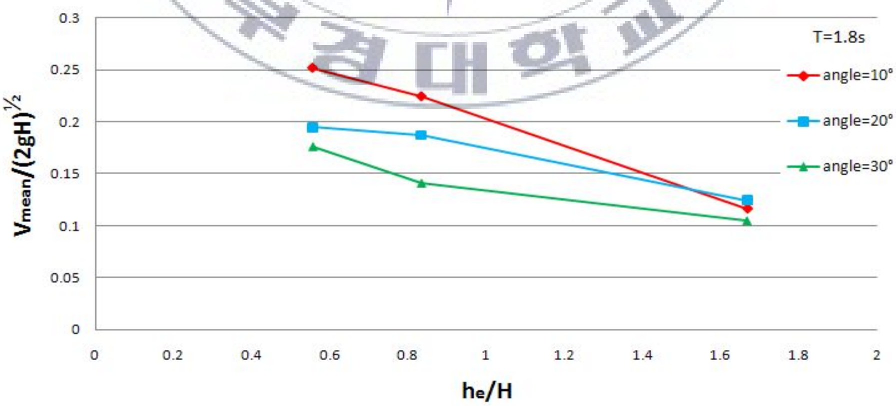
Fig. 5.14 Profile of wave chamber installed seawater exchange breakwater according to angle of intake duct.

Fig. 5.15에서 나타난 바와 같이, 전체적인 무차원 평균 유입유속은 통수구의 각이 10°의 경우에, 20°, 30°의 경우보다 22%, 58% 더 컸다. 앞서 실험을 수행한 도수파이프의 경사각에 따른 유입유속의 결과는 경사각이 20°일 때 가장 좋았으나 유수실 내장형 해수교환방파제의 결

과와는 차이가 있다. 이는 유수실이 설치됨으로 인하여 낮은 경사각에서도 지속적인 해수유입으로 일방향 흐름이 생성되어졌다고 판단되어진다. Fig. 5.16은 유수실 내장형 방파제의 통수구의 각에 따른 전달율을 나타낸 그림이다. 통수구의 각이 10°와 20°일 때의 전달율의 평균은 0.214로 거의 유사한 전달율을 보이나, 각이 30°의 값은 0.178로 약 20% 감소하였다. 이는 경사각이 30°인 경우, 통수구의 유출구가 수심의 1/2 부근인 아주 낮은 곳에 위치하기 때문이라 사료되어진다.

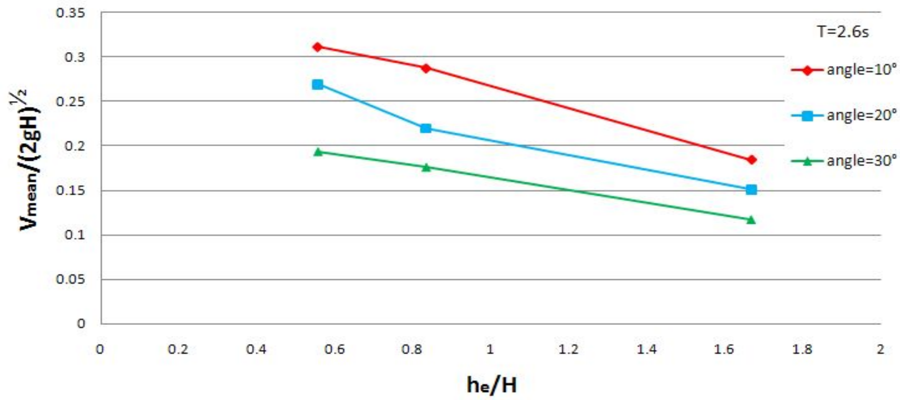


(a)T=1.0s



(b)T=1.8s

Fig. 5.15 Distribution of mean velocity in wave chamber installed seawater exchange breakwater according to angle of intake duct.



(c)T=2.6s

Fig. 5.15 Continued.

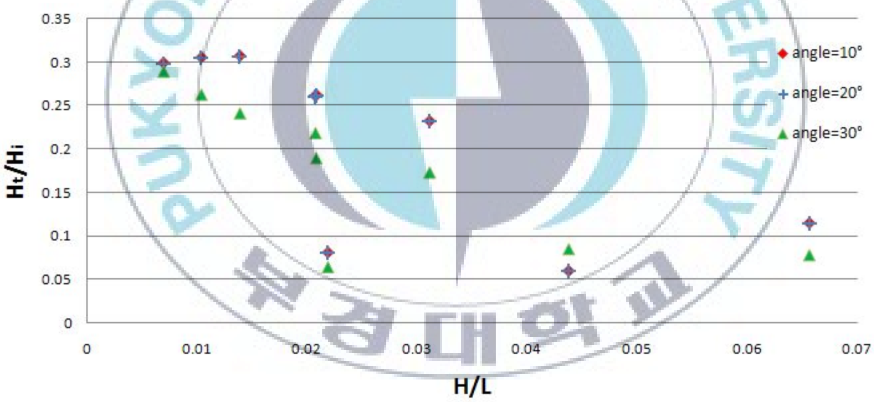
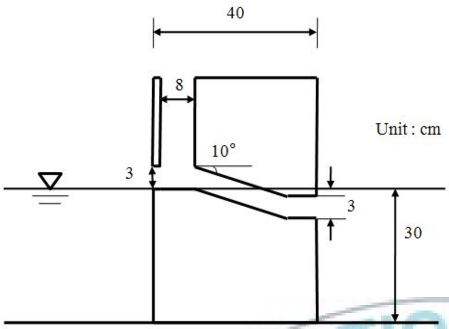


Fig. 5.16 Distribution of wave transmission coefficient according to angle of intake duct.

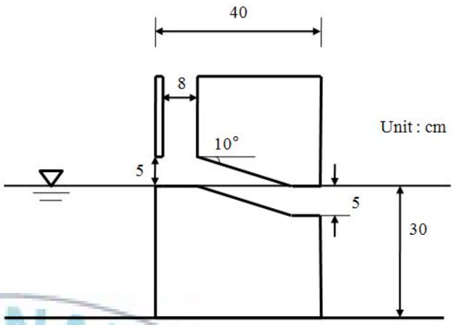
5.2.4. 통수유입구의 크기에 따른 해수유입특성

유수실 내장 케이슨식 방파제의 통수유입구의 크기에 따른 해수교환 성능 실험에서 사용된 방파제의 단면 조건은 Fig. 5.17과 같다. 실험 변수로 사용된 통수유입구 h_e의 크기는 3cm, 5cm, 7cm

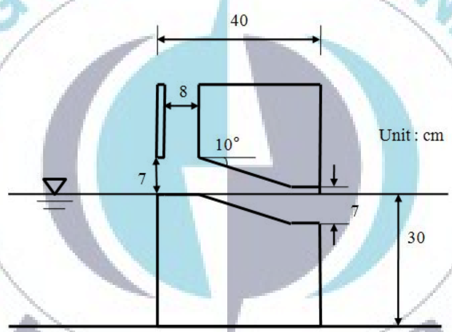
이며, 해수교환 성능에 대한 수치실험 결과는 Fig. 5.18과 같으며, 주기에 따른 순 유입유량을 각 파고별로 나타내었다.



(a) h_e=3cm



(b) h_e=5cm

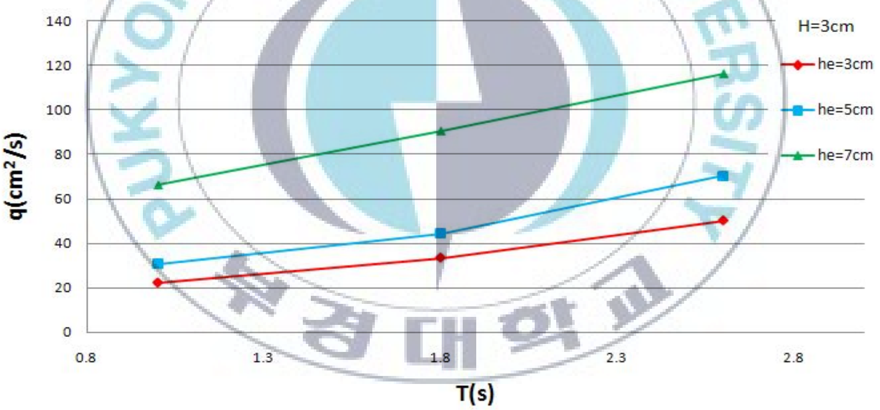


(c) h_e=7cm

Fig. 5.17 Profile of wave chamber installed seawater exchange breakwater according to size of entrance.

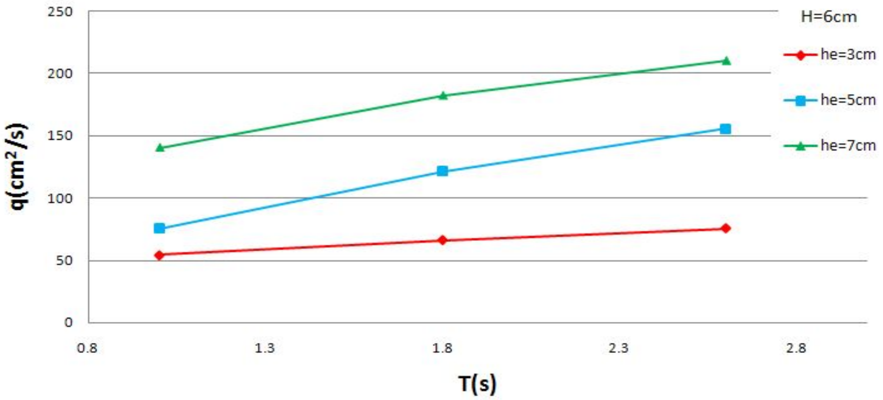
H=3cm 일 때, h_e=7cm의 순 유입유량은 h_e=3cm의 순 유입유량보다 약 2배 더 컸으며, h_e=5cm의 순 유입유량은 h_e=3cm의 순 유입유량보다 40% 더 컸다. 전체적으로 주기가 1.0s에서 2.6s로 증가하며 순 유입유량이 약 80% 더 커지는 패턴을 보였으며, 파고가 6cm, 9cm인 경우에서도 이와 유사한 패턴을 보였다. 그리고 각 입구의 크기별로 파고가 6cm일 때의 순 유입유량이 파고가 3cm일 때의 순 유입유량보다 약 100% 더 증가함을 보이고, 파고가 9cm일

경우의 순 유입유량은 파고가 3cm일 때의 순 유입유량보다 약 1.5배 더 증가함을 보인다. 이는 주기와 파고가 증가할수록 순 유입유량이 커지는 것을 볼 수 있고, 해수교환의 성능은 파고의 영향이 주기의 영향보다 크다는 것을 판단할 수 있다. 그리고 통수유입구의 크기가 커질수록 해수교환 성능은 뛰어났으나, Fig. 5.19의 통수유입구의 크기에 따른 전달율 결과를 보면, h_e=7cm의 경우에 전달율은 0.3387~0.5211로 분포되어 있고, h_e=5cm의 경우 0.188~0.407, h_e=3cm의 경우 0.0922~0.277로 분포되어 있다. 본 연구에서 사용된 유입통수로의 크기 h_e=7cm 경우는 해수교환효과는 뛰어나지만, 파랑 차단의 효과는 떨어지므로 해수교환방파제의 통수유입구 크기 결정시 이를 고려한 설계가 요구된다.

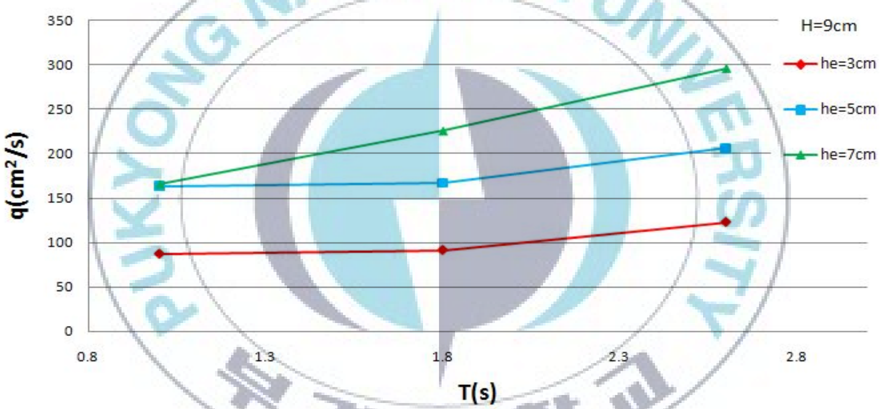


(a)H=3cm

Fig. 5.18 Distributions of net inflow in wave chamber installed seawater exchange breakwater according to size of entrance.



(b)H=6cm



(c)H=9cm

Fig. 5.18 Continued.

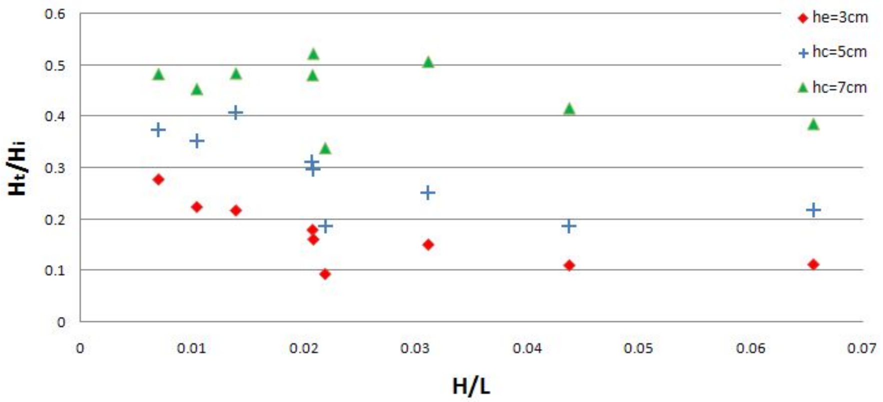


Fig. 5.19 Distribution of transmission coefficient according to size of entrance.

5.2.5. 유수실의 위치에 따른 해수유입특성

유수실 내장 케이슨식 방파제의 유수실의 위치에 따른 해수교환 성능 실험에서 사용된 방파제의 단면 조건은 Fig. 5.20과 같다.

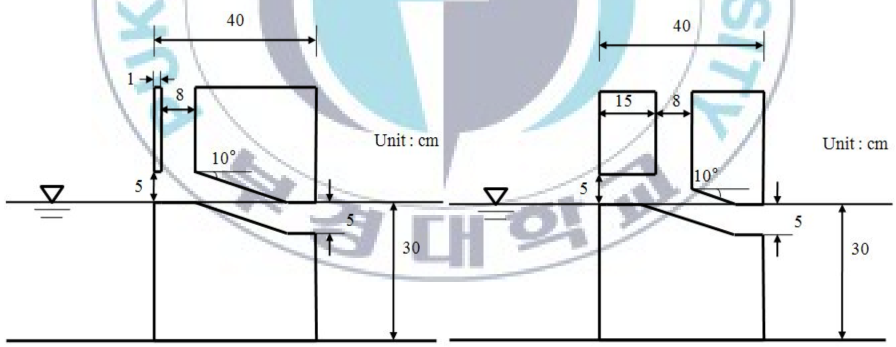


Fig. 5.20 Profile of wave chamber installed seawater exchange breakwater according to location of wave chamber.

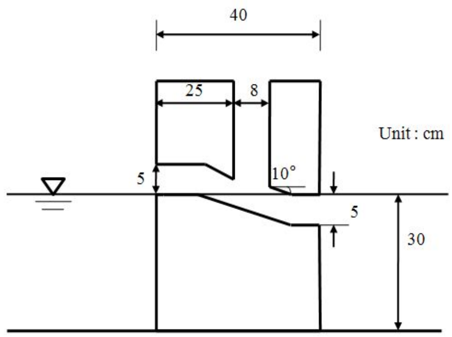
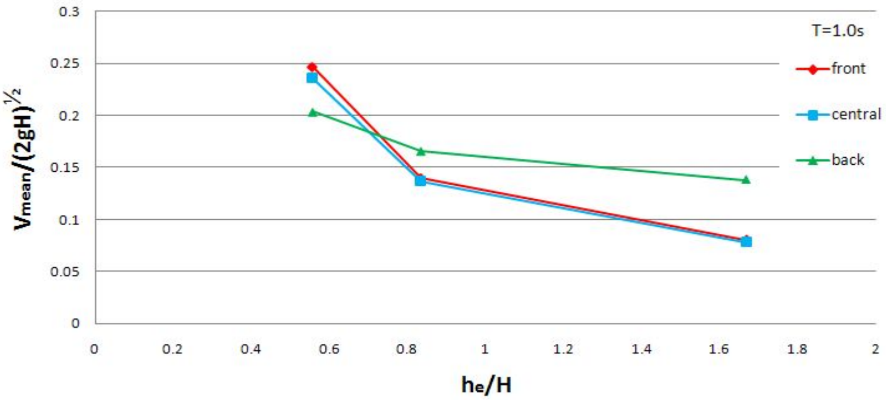
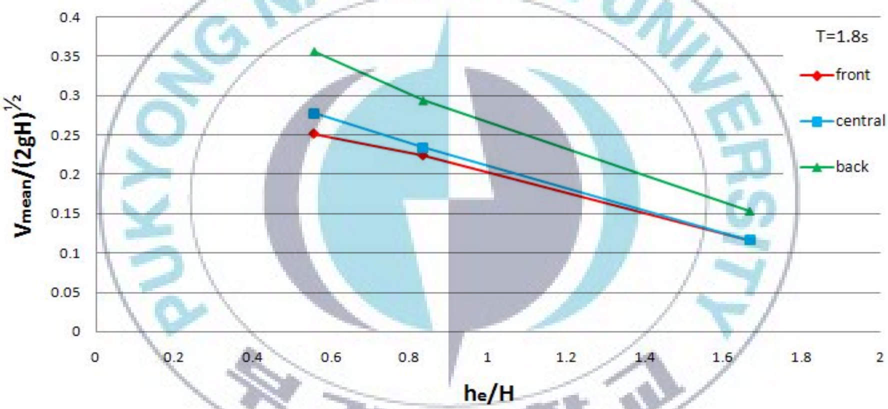


Fig. 5.20 Continued.

방파제의 유수실을 구조물의 전면부, 중앙부, 그리고 후면부에 위치시켜 해수교환성능에 대해 수치실험한 결과는 Fig. 5.21~22와 같다. Fig. 5.21에서는 전체적으로 유수실을 구조물의 후면부에 설치한 경우에, 무차원 평균 유입유속은 유수실을 구조물의 중앙부와 전면부에 설치한 경우보다 각각 22%, 30% 컸다. 이는 구조물의 전면부와 중앙부에 유수실을 설치한 경우서에는 유수실내부에서 수위가 상승하였다가 하강하면서 유입구로 재유출되는 유량이 후면부에 유수실을 설치한 경우보다 큰 것이라 사료된다. Fig. 5.22는 유수실의 위치에 따른 전달율을 나타낸 그림으로, 구조물의 전면부와 중앙부에 유수실을 설치한 경우는 전달율이 거의 유사함을 보였고, 구조물의 후면부에 유수실을 설치한 경우는 앞의 경우들보다 전달율이 크게 나타났다. 이는 구조물의 전면부와 후면부에 유수실을 설치한 경우, 무차원 평균 유입유속의 값이 거의 유사하게 나타났고, 후면부의 경우, 무차원 평균 유입유속의 값이 비교적 컸으므로, 전달율에서도 이와 같은 패턴을 보인 것이라 판단된다.

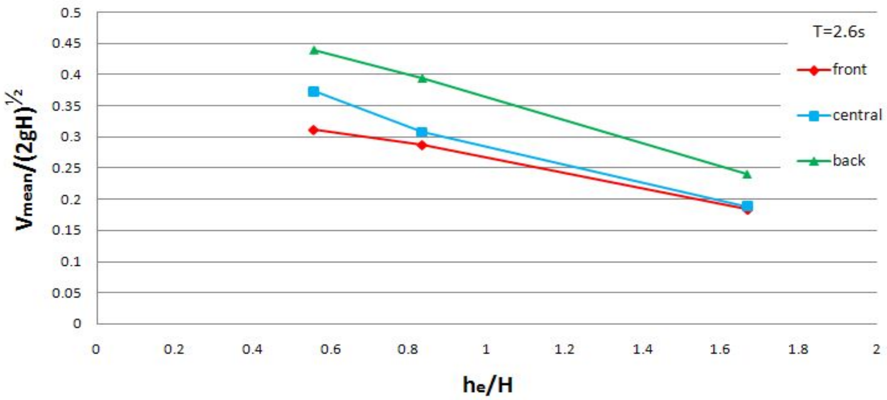


(a)T=1.0s



(b)T=1.8s

Fig. 5.21 Distribution of mean velocity in wave chamber installed seawater exchange breakwater according location of wave chamber.



(c)T=2.6s

Fig. 5.21 Continued.

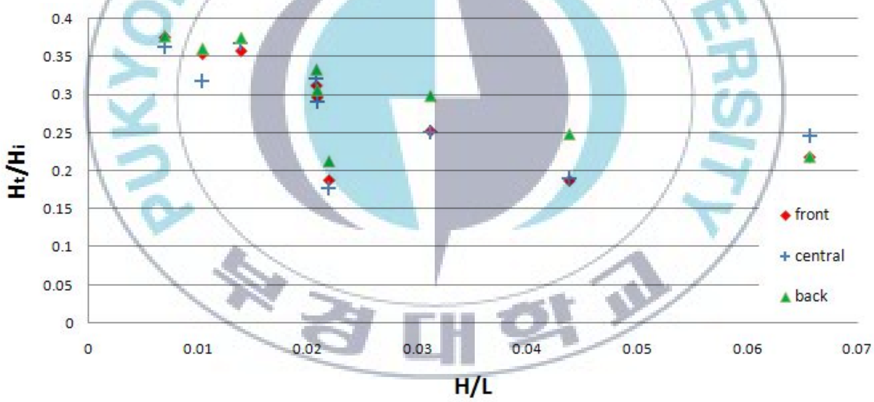


Fig. 5.22 Distribution of transmission coefficient according to location of wave chamber.

6. 요약 및 결론

본 연구는 파랑에너지를 이용한 해수교환방파제 단면의 형식에 따른 연구가 필요하다고 판단되어 수치해석을 통해 파랑에너지를 이용하는 해수교환방파제인 단순 파이프 내장형 케이슨제 해수교환방파제와 유수실 내장형 해수교환 방파제의 해수유입 특성과 파랑전달 특성에 대해 수치해석을 통하여 구조물의 형상을 변화시켜가며 연구를 수행하였다. 수치모델은 기존의 수리모형실험 연구결과와 비교하여 검증을 실시하여 결과의 타당성을 확보하였고, 수치해석을 통한 결과를 요약하면 다음과 같다.

1. 파이프 내장형 해수교환방파제의 최대유입유속은 해수소통구의 입구가 해수면 부근에 위치한 경우에 가장 큰 값이 나타났다. 이는 파랑 에너지의 대 부분이 해수면 부근에 집중되어 있기 때문이라 사료된다.

2. 항내로의 일방향 흐름을 유도하기 위하여 내장파이프에 경사각을 두는 경우에는 경사각이 없는 경우보다 해수유입성능이 우수하였다. 그러나, 경사각이 커지면서 해수가 유입할 때 저항하는 물의 양도 커져 해수 유입을 방해할 수 있기 때문에 이를 잘 고려해서 설계해야 한다.

3. 유수실 내장형 해수교환방파제는 입구의 하단부가 정수면에 위치한 경우에 무차원 평균 유입유속이 가장 크게 나타났으며, 입구가 수중에 위치한 경우보다 월등히 성능이 좋았다. 이는 해수유입구의 위치가 수면의 가까이에 위치할수록 파랑에너지가 크고, 해수유입시 저항하는 수괴의 양이 적기 때문이라 사료된다.

4. 유수실 내장형 해수교환방파제에서 유수실의 폭은 해수교환 성능에 큰 영향을 미치지 않는다고 판단되었고, 유수실의 폭이 큰 경우에는 파랑 차단 기능이 떨어졌다.

5. 유수실 내장형 해수교환방파제에서의 통수구의 경사에 따른 해수

교환 성능은 앞서 실험을 수행한 도수파이프의 최적 경사각 보다 작은 각에서 해수교환 성능이 더 우수하였다. 이는 유수실이 설치됨으로 인해 작은 경사각에서도 지속적인 해수유입으로 일방향 흐름이 생성되기 때문이라 사료된다.

6. 유수실 내장형 해수교환 방파제는 유입구의 크기가 클수록 해수교환 성능이 우수하였으나, 입구가 클수록 파랑 전달율이 증가하였으므로 해수교환방파제의 통수유입구 크기 결정시 이를 적절히 고려한 설계가 요구된다.

7. 유수실 내장 케이슨식 방파제의 유수실의 위치에 따른 해수교환 성능 실험에서 유수실을 방파제의 후면부에 위치시켰을 때 해수교환 성능이 가장 우수하였으며, 이는 구조물의 전면부와 중앙부에 유수실을 설치한 경우에는 유수실내부에서 수위가 상승하였다가 하강하면서 유입구로 재유출되는 유량이 후면부에 유수실을 설치한 경우보다 큰 것이라 사료된다.

본 연구로부터 얻어진 결과들은 향후 파랑에너지를 이용한 해수교환방파제 시스템의 설계 및 외력조건에 따른 수리학적 변수들에 대한 기초자료로 활용될 수 있을 것으로 판단되며, 해수교환 방파제의 안정성 및 주요 영향인자들에 대한 상호작용에 대해 추가적인 연구가 필요할 것으로 사료된다.

참 고 문 헌

소재귀, 이달수, 손민석 (1999). 해수교환 방파제 설치에 따른 주문진항 수질개선 예측, 199년 한국수자원학회 학술발표 논문집, pp.485-490

오병철, 전인식, 전태성, 이달수 (2002). 파랑에너지를 이용한 항내 해수순환 증진에 대한 연구, 한국해안해양공학회 논문집 제 14권 3호 pp. 209-221

유대성, 강신중, 신문섭 (2002). 월류제를 이용한 항내의 해수교환에 관한 연구, 2002년 대한토목학회 학술 대회 논문집, pp. 58-61

이달수 (2001). 해수교환 방파제에 관한 연구, 대한토목학회 학술 발표회 논문집, pp.1-4

이달수, 오영민, 김창일 (2001). 유수실 내장형 해수교환 방파제의 개발 및 기본유입특성, 2001년 대한토목학회 학술 대회 논문집, pp. 1-4

이달수, 이창훈, 오영민, 전인식, 김창일 (2003). 해수교환 방파제의 형상별 순유입유량 특성 비교, Ocean and Polar Reserch, Vol.25(3S) pp. 393-397

이달수, 오영민, 전인식, 김창일 (2003). 유수실 내장 경사식 해수교환 방파제의 수리특성, 2003년 한국해안해양공학회 학술발표 논문집, 제 14권 pp. 110-117

이종섭, 주귀홍, 이왕관 (2001). 입자 추적 모형에 의한 해수 교환율

산정 방법, 대한토목학회 논문집 제 21권, 6-B호 pp. 619-632

제주지방해양수산청 (2002). 제주외항 서방파제 축조공사 구조 및 수리계산 보고서

川崎浩司 (1997). 潛水構造物による 碎波變形と再生過程に關する基礎的研究,工學博士學位論文,名古屋大學大學院

Lee, D.S., Park, W.S., and Kobayashi, N. (1994). Circular channel breakwater to reduce wave overtopping and allow water exchange. Proc. 24th Int. Conf. Coastal Eng., Kobe, 1373-1387.

Lee, C. and Lee, D.S. (2003). Water surface resonance in the L-shaped channel of seawater exchange breakwater. Ocean Eng., 30(18), 2423-2436.

Oliver Stoschek Claus Zimmermann (2006). Water Exchange and Sedimentation in an Estuarine Tidal Habor Using Three-Dimensional Simulation, Jornal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering ASCE Vol. 132, No. 5 pp. 410-414.

감사의 글

어느덧 해양공학이라는 학문을 시작한지 6년이 되었습니다. 6년의 긴 시간동안 학문적으로나 인간적으로 참 많은 것을 보고 배웠습니다. 학부과정과 석사과정을 무사히 마칠 수 있도록 도와주신 여러 교수님들과 선후배들에게 감사하다는 말을 이 글을 통해 전합니다.

우선 미숙한 저에게 항상 사랑과 격려로 지도해주신 김헌태 지도교수님께 감사의 말씀을 드립니다. 교수님의 열정적인 가르침을 항상 잊지 않겠습니다. 또한, 해양공학의 학문적 지식과 공학도의 자세를 가르쳐주신 류청로 교수님, 류연선 교수님, 윤길수 교수님, 김정태 교수님, 이인철 교수님, 나원배 교수님, 김윤태 교수님께도 감사의 말씀을 드립니다.

해양 개발 방재 연구실에서 함께한지 4년이 넘는 기간 동안 항상 부족한 저를 격려하고 바르게 이끌어 주신 정칠훈 선배와 정종철 선배, 최진휴 선배에게 감사드리며, 유철 선배, 재완 선배, 그리고 지금 연구실에서 함께 하고 있는 재철 선배, 재문 선배, 성호 선배, 동환, 성수, 원주, 경미, Payuda에게도 고맙다는 말을 전합니다.

석사과정 2년동안 졸업까지 함께 밤을 지새우며 공부한 성훈 선배, 준호 선배, 효섭 선배, 정현 형과 졸업하는 기쁨을 나누고 싶습니다.

기쁠 때나 힘들 때 항상 함께하고 힘이 되어준 나의 친구들 민수, 희진, 지민, 현진, 종만 등 여러 친구들에게도 고마운 말을 전합니다.

끝으로, 하나뿐인 자식인 저에게 항상 사랑과 정성을 아끼지 않은 부모님께 고맙고 죄송한 마음을 이 논문을 통해 전합니다.