creative commons

COMMONS DEED

저작자표시-비영리-변경금지 2.0 대한민국

이용자는 아래의 조건을 따르는 경우에 한하여 자유롭게

- 이 저작물을 복제, 배포, 전송, 전시, 공연 및 방송할 수 있습니다.

다음과 같은 조건을 따라야 합니다:

저작자표시. 귀하는 원저작자를 표시하여야 합니다.

비영리. 귀하는 이 저작물을 영리 목적으로 이용할 수 없습니다.

변경금지. 귀하는 이 저작물을 개작, 변형 또는 가공할 수 없습니다.

- 귀하는, 이 저작물의 재이용이나 배포의 경우, 이 저작물에 적용된 이용허락조건을 명확하게 나타내어야 합니다.
- 저작권자로부터 별도의 허가를 받으면 이러한 조건들은 적용되지 않습니다.

저작권법에 따른 이용자의 권리는 위의 내용에 의하여 영향을 받지 않습니다.

이것은 이용허락규약(Legal Code)을 이해하기 쉽게 요약한 것입니다.

Disclaimer

dCollection

공학박사 학위논문

이봉 입도 분포 다공성 매질에서 고주파 감쇠 특성 연구

High Frequency Attenuation in Porous Medium with Bimodal Grain Size Distribution

2016년 8월

서울대학교 공과대학원

산업 · 조선공학부

양 해 상

이봉 입도 분포 다공성 매질에서 고주파 감쇠 특성 연구

양 해 상

초록

본 논문에서는 이봉 입도 분포(bimodal grain size distribution)를 가지는 다공성 매질(porous medium) 해저퇴적물의 고주파 영역 음향 물성(acoustic properties)을 계측하였다. 측정된 결과를 입자 크기 및 주파수에 대해 분석하고 다공성 매질 음향 모델(acoustic model)과 비교하였다. 또한 고주파 영역 분산 특성을 설명하는 음파 전달 모델(wave propagation model)을 개발하였다.

본 연구의 실험에서는 기존 음향 모델이 연속체(continuum) 및 산란체(scatterer) 관점에서 해석한 것과 달리 연속체와 산란체가 혼재하는 매질에서 음파 전달 특성을 규명하기 위해 단봉 입도 분포(unimodal grain size distribution)를 가지는 매질을 인위적으로 혼합하여 이봉 입도 분포를 가지는 혼합 매질을 만들어냈다. 음향 실험의 주파수 범위는 400-1100 kHz 이고 총 다섯 종류의 유리구슬(glass beads) 매질에 대해 P파(compressional wave) 위상속도(phase speed)와 감쇠계수(attenuation coefficient)를 측정하였다.

P파 위상속도 실험 결과는 음 분산(negative dispersion) 경향이 나타났고 입자 크기가 커질수록 위상속도가 감소하는 정도를 확인하였다. P파 감쇠계수의 경우 입자 크기에 따라 주파수의 1승부터 4승까지 비례하였다. 감쇠계수는 입자 크기가 클수록 중주파에서 낮게 고주파에서 높게 나타났다.

본 실험 결과의 음파 전달 메커니즘 해석을 위해 기존 음향 모델과 데이터를 직접 비교하였다. Biot 모델, Buckingham의 Grain-Shearing (GS) 모델, 다중 산란(multiple scattering) 모델 등의 예측 결과를 본 실험 결과인 P파 위상속도 및 감쇠계수와 각각 비교하였다.

이봉 입도 분포 혼합 매질에 대해서는 모델-데이터 비교 검증 결과를 바탕으로 매질의 입도 분포를 고려한 Biot 모델과 QCA (Quasi-Crystalline Approximation) 다중 산란 모델을 결합한 새로운 Broadband 모델이 개발되었다. Broadband 모델에 공기방울에 의한 산란 효과를 추가해 본 실험의 이봉 입도 혼합 매질의 감쇠계수 결과와 일치하는 것을 확인하였다.

본 연구에서는 기존의 이론이 연속체 관점과 산란체 관점에 국한해 다공성 매질을 설명한 것과 달리 연속체와 산란체가 공존하는 현상을 규명하였다. 또한 입자 분포에 따른 다공성 매질의 고주파 감쇠 현상을 설명할 수 있는 새로운 음향 모델을 개발해 해저퇴적물의 음향 특성 예측을 위한 학문적 근거를 제공하였다.

주요어: 다공성 매질, 해저퇴적물, 음향 물성 측정, P파 감쇠계수, 입자 크기 분포, Biot 모델, 다중 산란 모델

학번: 2010-21107

목 차

1 서 론 9
1.1 연구 배경 12
1.2 연구의 필요성 및 접근 방법 15
1.3 연구 목적 16
1.4 논문 구성 17

2 다공성 매질의 음향 모델 18
2.1 Biot 모델 18
2.1.1 EDFM 22
2.1.2 확장 Biot 모델 24
2.1.2.1 BICSQS 모델 25
2.1.2.2 BIMGS 모델 27
2.2 Grain-Shearing (GS) 모델 31
2.3 Multiple Scattering 모델 34
2.3.1 QCA (Quasi-crystalline approximation) 모델 35
2.3.2 Waterman-Truell (WT) 모델 41
2.4 Broadband 모델 43

3 다공성 매질의 음향 물성 측정 실험 49
3.1 유리구슬 (Glass-beads) 매질 49
3.1.1 입자 크기 분포 49
3.1.2 물리적 특성 50
3.2 실험 개요 51
3.2.1 실험 장비 55

3.2.2 P파 위상속도 계산 기법 56
3.2.3 P파 감쇠계수 계산 기법 58
3.3 실험 결과 58
3.3.1 입도 및 주파수 분산 특성의 2차원 분석 58
3.3.2 단봉 입도 매질 실험 결과와 선행 실험 연구 비교 ... 62
3.3.3 단봉 입도 매질 실험 결과와 음향 모델 비교 65
3.3.3.1 Biot 모델과 본 실험 결과 비교 65
3.3.3.2 GS 모델과 본 실험 결과 비교 68
3.3.3.3 Multiple Scattering 모델과 본 실험 결과 비교 .. 70

4 이봉 입도 혼합 매질에 대한 모델 개발 73
4.1 Biot 모델 – Biot 변수 73
4.2 다중 산란 모델 – 평균 T–행렬 산란 계수 77
4.3 Broadband 모델 개발 81
4.3.1 Broadband 모델: BICSQS plus Scattering 81
4.3.2 공기방울에 의한 산란 효과 84

5 결 론 90
5.1 결론 90
5.2 제안 92
5.3 연구의 기여도 93

참고 문헌 94

Abstract 101

그림 목차

그림 2.1 입자, 공극수, Biot-Stoll 모델의 프레임인 입자의 집합체[29] 19

그림 2.2 주파수에 따른 EDFM(--)과 Biot 모델(-)의 P파 (a) 위상속도 (b) 감쇠계수[5] 23

그림 2.3 고주파 영역에서 입자 크기에 따른 EDFM의 P파 (a) 위상속도 (b) 감쇠계수 24

그림 2.4 입자 간 접촉의 이상화(idealization) 과정[6]. 25

그림 2.5 BICSQS 모델의 주파수에 따른 P파 (a) 위상속도 (b) 감쇠계수[6] 26

그림 2.6 Nolle 등[31]의 실험과 BICSQS 모델의 (a) 위상속도 (b) 감쇠계수 비교[6] 27

그림 2.7 Turgut과 Yamamoto의 실험결과[33]와 BIMGS 모델의 P파 (a) 위상속도 (b) 감쇠계수 비교[34] 30

그림 2.8 고주파 영역에서 입자 크기에 따른 BIMGS 모델의 P파 (a) 위상속도 (b) 감쇠계수 30

그림 2.9 주파수에 따른 SAX99 모래 퇴적물 실험 데이터와 GS 모델(-) 및 EDFM(--)의 비교 (a) 위상속도 (b) 감쇠계수[36] 33

그림 2.10 입자 크기에 따른 GS 모델의 (a) 위상속도 (b) 감쇠계수[36] 34

그림 2.11 반무한 공간에 위치한 구형 산란체 집합체의 기하학적 구조 36

그림 2.12 QCA 모델과 WT 모델의 주파수 및 입자에 따른 P파 (a) 위상속도 (b) 감쇠계수 43

그림 2.13 Kimura의 Broadband 모델에서 정규화 위상속도 및 감쇠계수 실험데이터-모델 비교[26] 44

그림 3.1 유리구슬 매질의 입자 크기 분포 및 표본 확대 사진 (a) S3와 S5 매질 입자 크기 분포 (b) S3와 S5 표본 확대 사진 (c) S35 매질 입자 크기 분포 50

그림 3.2 원통형 수조를 이용한 음향 물성 측정 실험 사진 52

그림 3.3 너비가 다른 두 상자를 이용한 음향 물성 측정 실험 준비 사진 53

그림 3.4 다공성 매질 음향 물성 측정 실험 개요도 54

그림 3.5 청수에서 측정된 신호의 주파수 대역 특성 (a) V301 (500 kHz) (b) V302 (1000 kHz) 56

그림 3.6 너비가 다른 두 종류의 상자를 이용한 실험 개요도 ... 57

그림 3.7 다섯 종류의 유리구슬 매질에 대해 400-1100 kHz 주파수 대역에서 측정된 (a) 정규화 위상속도 (b) 감쇠계수 60

그림 3.8 Rayleigh 매개 변수 kd에 따른 실험 연구 비교 (a) 정규화 위상속도 (b) 감쇠계수 64

그림 3.9 단봉 입도 매질에 대한 실험 계측값과 Biot 모델 예측값 비교 (a) 정규화 위상속도 (b) 감쇠계수 67

그림 3.10 단봉 입도 매질에 대한 실험 계측값과 GS 모델 예측값 비교 (a) 정규화 위상속도 (b) 감쇠계수 69

그림 3.11 단봉 입도 매질에 대한 실험 계측값과 QCA 및 WT 다중 산란 모델 예측값 비교 (a) 정규화 위상속도 (b) 감쇠계수 71

그림 4.1 유리구슬 매질의 유효 입자 크기 75

그림 4.2 이봉입도분포를 고려한 BICSQS 모델로 계산된 감쇠계수 예시 76

그림 4.3 단봉 및 이봉 입도 분포 함수 (a) S3 매질 입도 분포 함수 (b) S5 매질 입도 분포 함수 (c) S35 (5:5) 매질 입도 분포 함수 79

그림 4.4 이봉입도분포를 고려한 QCA 및 WT 모델로 계산된 감쇠계수 예시..... 81

그림 4.5 Broadband 모델과 감쇠계수 측정 실험 결과 비교..... 83

그림 4.6 구형 탄성 고체 입자와 공극에 위치한 공기방울 산란체 도식 86

그림 4.7 공기방울에 의한 산란 효과를 포함한 Broadband 모델과 감쇠계수 측정 실험 결과 비교..... 87

표 목차

표 1 다공성 입자 매질의 음향 모델 정리 46

표 2 다섯 종류 유리구슬의 평균 입도, 다공률 및 밀도..... 51

표 3 트랜스듀서의 주요 사양 및 특징 55

표 4 선행 실험 연구 내용 정리..... 62

표 5 단봉 입도 유리구슬 매질에 대한 음향 물성 계산에 사용된 모델 변수..... 72

표 6 단봉 및 이봉 입도 분포 함수 정의에 사용된 변수 79

표 7 다중 산란 모델 계산에 적용된 공기방울의 부피비 및 크기 88

표 8 다섯 종류의 유리구슬 매질에 대한 감쇠계수 계산에 사용된 Broadband 모델 변수..... 89

1 서 론

다공성 매질(porous medium) 또는 다공성 물질(porous material)은 공극(pore)을 포함한 매질 또는 물질을 말한다. 다공성 물질은 에너지 흡수효과가 뛰어난 것으로 알려져 있으며 일반적으로 저장용도 또는 흡차음재로 연구·개발되고 있다[1].

해양에서도 다공성 매질을 찾을 수 있는데 바로 해저퇴적물이다. 해저퇴적물은 모래와 자갈, 진흙 등과 같은 입자(grain)가 집합체(assemblage)로 존재하며 입자 사이의 빈 공간인 공극에 해수가 채워진 혼합물의 형태이다. 이러한 다공성 매질은 탄성체 매질(elastic medium) 또는 유체 매질(fluid medium)의 특성과 구별되는 독특하면서도 복잡한 물리적 특성을 지니고 있다.

해저퇴적물의 음향 물성을 제대로 파악하는 것이 중요한 이유는 다음과 같다. 우선 천해(shallow water)에서 해저 바닥의 영향이 매우 중요해진다. 예를 들어 무인잠수정(AUV)으로 기뢰 탐지를 하거나 해저 지형 조사를 하게 될 때 해저 바닥 매질의 음향 물성에 대한 정보가 필요하게 된다. 이런 이유로 해저퇴적물의 지구물리학적 물성(geophysical properties)과 음향 물성(acoustic properties)에 대한 관계가 수중음향학에서 중요하게 연구되었다.

초기에 해저퇴적물은 순수한 유체 매질이나 탄성체 매질로써 취급되었다. 이 방법은 기존의 비교적 간단한 수중 음파 전달 모델을 해저퇴적물 매질에 적용할 수 있다는 장점이 있지만 실제 해저퇴적물의 물리적 특성을 온전히 반영하지 못하는 한계가 있었다.

그래서 해저퇴적물을 자연 그대로의 다공성 매질로 해석하는 발전된 음파 전달 모델이 도입되었는데 대표적인 이론 모델로는 1956년에 발표된 Biot 모델[2, 3]과 1960년대 Hamilton의

지음향(geoacoustic) 모델[4]이 있다. Biot 모델은 고체 탄성체 내에 서로 연결된 공극이 유체로 가득 차 있는 상태(fluid-saturated)를 가정한 모델로써 이것은 직관적으로 자연 상태의 해저퇴적물에 상당히 부합한다. 반면 Hamilton은 해저퇴적물에 대한 측정과 경험에 근거해 해저퇴적물을 복소계수를 사용하는 점탄성 매질(visco-elastic medium with complex moduli)로써 권장하였다.

Biot 모델과 Hamilton의 지음향 모델은 해저퇴적물의 음향 측정 자료(위상속도, 감쇠계수, 반사계수 등의 주파수 및 입자 크기 에 따른 특성)를 설명하는데 차이가 있었다. 특히 두 모델 간 종파(compressional wave)의 주파수 분산 특성이 달라 어느 모델이 해저퇴적물 음향 특성을 설명하는데 적합한지에 대한 논쟁이 발생했다. 이후 다양한 실해역(in-situ) 및 실험실(laboratory) 실험이 진행되었고 이를 설명할 수 있는 후속 모델들이 발표되었다. 대표적인 것으로 Biot 모델의 근사 모델인 Williams(2001)의 EDFM[5]과 Chotiros(2004) 및 Kimura(2004)의 확장 Biot(extended biot, EB) 모델[6, 7], 그리고 Hamilton의 주장을 근거로 한 Buckingham(2000)의 점탄성 매질(visco-elastic medium) 모델[8] 등이 있다.

하지만 이런 후속 이론들도 해저퇴적물의 음향 측정 자료를 완벽히 설명하지 못한다. 기존 실험적 연구는 대부분 좁은 범위의 주파수 범위에서 실행되었기 때문에 넓은 범위의 주파수 범위에서는 실험 결과를 온전히 설명하지 못하는 한계가 있다. 특히 고주파 영역에서는 음파의 전달 특성이 산란(wave scattering) 특성에 의존하여 완전히 달라지기 때문에 위상속도의 분산성과 감쇠계수의 주파수 의존성을 예측하지 못하는 부분이 존재한다.

이 문제점을 해결하기 위한 방법은 결국 해저퇴적물의 음향 특성에 대한 추가적인 정보획득으로 귀결되는데 이는 다음과 같다. 첫째, 해저퇴적물의 음향학적 물성(위상속도, 감쇠계수)과 지질학적

물성(입자 크기, 다공률, 공극 크기 등)간의 관계에 대한 실험적 연구이다. 지질학적 물성의 변화에 따른 음향학적 물성의 변화를 관찰하면 종파의 주파수 분산 자료 이외의 물리적 특성을 얻을 수 있다. 둘째, 해저퇴적물에서의 음파 전달(wave propagation) 이외의 산란(wave scattering) 현상에 대한 연구를 통해 음파 전달 특성을 규명하는 방법이 있다. 특히 중고주파 천이 영역(transition range)에서 연속체(continuum)적 특성과 산란 특성이 동시에 존재하는 경우를 설정해 결합 모델을 개발하는 것이다.

본 논문에서는 기존에 밝혀지지 않은 입자 크기 분포에 따른 음향 물성의 변화를 알아보기 위해 실험실 실험(laboratory experiment)을 수행하였다. 연속체적 특성과 산란 특성이 동시에 존재하는 중고주파 천이영역에서 이봉 입도 혼합(bimodal grain size mixture) 다공성 매질을 임의로 제작해 음향 물성을 계측했고 이를 설명하는 Broadband 모델을 개발하였다. 이봉 입도 분포를 고려한 확장 Biot 모델과 산란 모델을 결합한 Broadband 모델을 실험 결과와 비교 · 검증하였다.

1.1 연구 배경

공극에 물이 차 있는 다공성 입자 매질(fluid-saturated porous granular medium)에 대한 음파 이론은 1956년 Biot에 의해 정립되었다[2, 3]. Biot은 다공성 매질을 탄성체인 고체 내에 서로 연결된 공극에 흐르는 유체를 가정하였다. Biot은 다공성 매질을 유체 연속체와 고체 연속체의 결합으로 이상화(idealization)했고, 유체와 고체 연속체 간 상대 운동을 고려한 거시적인 운동 방정식을 기술하였다.

해저퇴적물의 지질학적 기초 환경 변수(입자의 크기, 원마도, 표면 조직, 함량, 다공률 등)와 음향학적 특성(위상속도, 감쇠계수, 반사계수 등) 간의 관계에 대한 연구는 1960년대 Hamilton, Hampton, McCann, Akal, Smith 등에 의해서 본격적으로 시작되었다[4, 9-12]. 특히 Hamilton은 20년 동안 축적된 해저퇴적물에 대한 방대한 음향 실험 자료(코어 측정 자료, 해저면 음향 반사 자료, 지층 위상속도 측정 자료 등)를 정리했고, 해저퇴적물의 기초 환경 변수와 음향학적 특성 사이에서 도출된 몇 가지 경험식을 바탕으로 지음향 분석 기법(geoacoustic modeling technique)을 제안하였다[4]. Hamilton의 주장에 따르면 해저퇴적물의 음파 감쇠 메커니즘은 입자 간 접촉에 의한 마찰(intergranular friction)에 주로 의존한다. 또한 Hamilton은 해저퇴적물에서 감쇠 특성이 주파수에 선형적이므로 복소 계수를 사용하는 점탄성 모델(visco-elastic medium with complex moduli)을 해저퇴적물 모델로 주장하였다.

한편 Stoll을 비롯한 연구자들은 Hamilton의 해저퇴적물 실험 자료를 Biot 모델에 근거하여 해석하였다[13]. Stoll 등은 공극수(pore fluid)와 입자 덩어리(skeletal)와의 점성 손실(viscous loss)이 음파 감쇠의 주된 메커니즘이라 생각하고 이에 부합하는 Biot 모델이 해저퇴적물에 합리적인 이론 모델이라 주장하였다. Stoll 등은 주장의 근거로 저주파 영역에서 횡파(shear

wave)의 에너지 손실에 대한 자신의 실험 결과가 Biot 모델과 일치하는 것을 내세웠다. Biot 모델에 따르면 종파의 감쇠계수는 저주파에서 주파수의 제곱에 비례하고 고주파에서 주파수의 제곱근에 비례하는데 이는 감쇠계수가 주파수에 선형적으로 비례한다는 Hamilton의 주장과는 상반된다. 이후 많은 연구자들이 실험에서 계측된 해저퇴적물의 위상속도와 감쇠계수를 Biot 모델을 통해 설명하였다[13-17]. 그러나 이들의 연구는 대부분 국소적인 주파수 영역에서 이루어졌고 지질학적 환경 및 모델의 변수 선택에 대한 신뢰도의 문제가 있었다.

2000년 Buckingham은 Hamilton의 감쇠계수 특성에 대한 이론적인 근거가 되는 모델을 발표하였다[8]. 그는 종파 감쇠의 원인을 입자 간 밀림현상(grain-to-grain shearing)으로 주장하여 응력이 탄성계수와 변형률의 시간에 대한 합성곱(convolution) 형태로 표현되는 응력-변형률 관계식을 제안하였다. 그의 이론에 따르면 감쇠에 대한 공극수의 영향은 없으며 감쇠계수는 주파수에 따라 선형적으로 증가한다.

마침 1999년과 2004년에 미국의 실해역에서 대규모의 해저퇴적물의 지질학적 물성 및 음향 물성 측정 실험 SAX(Sediment Acoustics eXperiment)99와 SAX04[18-20]가 수행되면서 해저퇴적물의 음향학적 특성에 대한 논쟁에 다시 불이 붙었다. SAX99과 SAX04에 참여한 연구자들의 발표에 따르면 중저주파 영역에서 해저퇴적물의 종파 위상속도는 주파수가 증가함에 따라 약하게 증가하고 종파 감쇠계수는 저주파 영역에서는 주파수의 제곱에 비례하고 중주파 이상에서는 주파수의 1승에 비례한다. 이들은 이러한 실험 결과를 Biot 모델 및 Buckingham 모델과 비교했는데 어느 쪽도 정확하게 모든 실험 자료의 경향성을 설명하지 못하였다.

이후 위와 같은 해저퇴적물 실험 결과를 설명할 수 있는 후속 이론 모델이 제안되었다. Chotiros는 Biot의 다공성 매질 모델에

근거해 공극 안의 국소 유동(squirt flow)과 전단 항력(shear drag)의 효과를 반영한 모델을 제안하였다[6]. Kimura는 Biot 모델에 입자 간 접촉에 의한 간극 강성(gap stiffness)을 적용한 모델을 발표하였다[7].

위의 모델들은 중저주파 영역에서 종파의 분산 특성에 대한 실험 자료를 높은 정밀도로 예측한다. 그러나 중고주파 영역에서 나타나는 종파 분산 특성에 대한 실험 자료는 충분히 설명하지 못하는 한계가 있다. 특히 고주파 영역 실험에서는 위상속도의 음 분산 경향이 나타나고 음파 감쇠의 분산 특성이 주파수의 4승에 비례하는 등의 음파 산란(wave scattering)의 영향이 강하게 나타난다[21-23]. Schwartz와 Plona의 다중 산란 이론(multiple scattering theory)에 따르면 고주파 영역에서 종파 위상속도는 주파수에 대해 감소하며 감쇠계수는 주파수의 4승에 비례해 증가한다.

2000년대 중반부터 기존의 다공성 매질 음향 모델에 이와 같은 고주파 특성을 고려하는 연구가 발표되고 있다[24-27]. 그러나 모델의 입력 변수의 증가, 해저퇴적물에서의 실험 자료 부족, 측정 자료의 변동성 때문에 끼워맞춤(adjustment)한 모델인지 아니면 진정한 예측(prediction) 모델인지는 아직도 명확히 밝혀지지 않았다.

결국 기존에 발표된 해저퇴적물 다공성 입자 매질에 대한 이론적 모델은 해저퇴적물의 음향 특성을 완전히 설명하지 못한다. 이 난점을 타개할 방법으로 대다수의 연구자들은 해저퇴적물의 음향 특성에 대한 포괄적인 정보 획득이 전제되어야 한다고 주장하고 있으며 특히 저주파 및 고주파를 포함하는 광대역 주파수 영역에서 해저퇴적물 음향 측정 실험, 지질학적 기초 환경 인자에 따른 음향 측정 실험 등을 제안하고 있다[28].

1.2 연구의 필요성 및 접근 방법

기존의 해저퇴적물 음파 전달 모델에서 나타나는 한계점을 개선하기 위해서 광대역 고주파 범위의 음향 실험 연구가 반드시 필요하다. 또한 다양한 입자 크기 분포를 가지는 매질에서의 음향 특성 연구를 통해 매질의 입자 분포가 음파의 주파수 분산 특성에 미치는 영향을 직접적으로 파악할 수 있다. 그리고 연속체 관점 또는 산란체 관점에서 개발된 기존의 해저퇴적물 이론 모델의 대안으로써 복합적 해저퇴적물에 대한 실험 분석과 이론적 연구가 병행되어야 한다.

본 연구의 접근 방법은 다음과 같이 정리할 수 있다.

첫째, 해저퇴적물의 음향 특성을 파악하기 위한 방법으로 중고주파 천이 영역에서 공극에 물이 찬 입자 매질(water-saturated granular medium)에 대한 실험적 연구 및 이론적 연구를 수행하였다. 주파수가 증가함에 따라 다공성 매질의 음향 특성에 대한 이론 모델의 중요한 가정인 연속체 가정이 깨어지기 시작하며, 이때 다공성 매질을 이루는 입자나 공극의 크기는 산란체(scatterer)로 작용할 수 있다. 기존의 실험 결과에 의하면 고주파 영역에서 다공성 매질의 분산 특성은 중저주파 영역과 확연히 다른 경향을 보인다. 특히 중주파에서 고주파로 넘어가는 천이영역($kd \sim 1$, k 는 매질의 파수, d 는 입자의 크기)에서는 연속체로서 다공성 매질의 특성과 산란체로서 특성이 공존할 수 있으며, 이때 다공성 매질은 다공성 연속 매질 중의 산란체가 혼재되어 있는 복합 매질(complex medium)로 취급할 수 있다.

둘째, 중고주파 천이영역에서 입자 분포에 따른 다공성 매질의 음향 특성을 관찰하였다. 매질 간 평균 입자 크기(mean grain size)가 같아도 구성 입자의 크기와 분포에 따라 음향 특성이 달라질 수 있다. 본 연구에서는 입자 크기 분포가 다른 유리구슬 매질을 이용해 물리적인 이론 모델의 기본 가정을 충족하는

이상화된 다공성 입자 매질을 구성하였다. 특히 기존에 밝혀지지 않은 이봉 입도 분포를 가지는 다공성 입자 매질에서 음향 물성을 계측하였다. 이와 같은 접근법은 천이영역에서 매질의 입자 분포가 종파의 주파수 분산 특성에 미치는 영향을 직접적으로 파악할 수 있다.

셋째, 중고주파 천이영역의 물리적인 예측 모델을 개발하였다. 본 연구에서는 다공성 매질 연속체와 산란체가 동시에 존재하는 주파수 천이 영역에 대한 물리적인 예측 모델을 개발하고 실험 결과를 통해 검증하였다.

1.3 연구 목적

본 연구의 목적은 다음의 5가지로 정리된다.

- 입자 크기 분포에 따른 고주파 영역 음향 물성 계측
- 연속체와 산란체가 공존하는 이봉 입도 혼합 매질에서 음향 물성 계측
- 음향 물성 측정 결과에 대한 기존 음향 모델 검증
- 이봉 입도 혼합 매질에 대한 음향 모델 개발
- 광대역 고주파 범위에서 해저퇴적물 감쇠 현상 설명을 위한 모델 개발 및 검증

1.4 논문 구성

2장에서는 기존의 다공성 매질 음향 모델의 간략한 소개와 특징을 기술하였다.

3장에서는 유리구슬 매질을 이용해 단봉 입도(unimodal grain size) 및 이봉 입도(bimodal grain size) 혼합 매질에서 고주파 영역의 종파 위상속도와 감쇠계수를 측정하였다. 측정된 위상속도와 감쇠계수는 선행 실험 연구와 비교했고 2장에서 소개된 음향 모델과 비교하였다.

4장에서는 이봉 입도 혼합 매질에 대한 모델 개발 방법을 다루었다. 고주파 영역 감쇠 현상의 설명을 위해 확장 Biot 모델과 산란 모델을 결합한 Broadband 모델을 개발하고 3장에서 다룬 실험 결과와 비교하였다.

5장에서는 결론과 연구 제안, 기여도 등을 기술하였다.

2 다공성 매질의 음향 모델

본 장에서는 다공성 매질에서 음파 전달 특성을 설명하기 위해 Biot 모델과 Buckingham의 Grains-Shearing(GS) 모델, 다중 산란 모델, 그리고 Biot 이론에 고주파 산란 특성을 고려한 Broadband 모델을 소개한다.

2.1 Biot 모델 (1956 [2, 3])

Biot은 해저퇴적물 같이 공극에 물이 차있는 다공성 매질의 음파 전달 이론에 대한 모델을 정립하였다[2, 3]. Biot은 다공성 매질을 공극(pore)을 가지는 고체 프레임(frame)과 그 안을 흐르는 공극수(pore fluid)로 구성된 이상 매질(two-phase medium)로 가정했으며, 서로 연결된 공극에서 흐르는 유체의 움직임과 고체 프레임의 상대적인 움직임에 의해 음파가 전달된다고 설명하였다.

Biot 모델에 따르면 3개의 실체파(body wave)가 존재하는데 실체파는 2개의 종파와 1개의 횡파의 형태로 매질 내에 전달된다. 2개의 종파는 유체와 고체 프레임의 변위가 동상(in-phase)일 때 전달되는 빠른파(fast wave, 1st wave)와 역상(out-of-phase)일 때 전달되는 느린파(slow wave, 2nd wave)로 구분된다. 횡파는 다공성 매질의 강성(rigidity)에 의해 발생하고 빠른파와 같이 유체와 프레임의 상대적인 움직임이 동상일 때 나타난다. 또한 빠른파와 횡파는 점성 손실에 의한 감쇠가 상대적으로 적은 반면 느린파는 감쇠가 매우 크기 때문에 거의 확인이 불가능한 것으로 알려져 있다. 본 논문에서는 Biot 모델의 빠른파를 편의상 P파로 칭하겠다.

한편 Stoll은 Biot 모델을 비경화성 해저퇴적물(unconsolidated sediment)에 적용하였다[13]. Stoll은 입자 사이의 마찰에 의한 점탄성 효과를 고려하기 위해 다공성 매질 프레임의 부피탄성계수(frame bulk modulus)와 횡탄성계수(frame shear modulus)를 복소수 값으로 확장했는데 이를 Biot-Stoll 모델이라고 한다. Biot-Stoll 모델에서는 다음 두 가지 측면에서 에너지 손실이 발생한다. 우선 프레임에 대한 공극수의 상대적인 움직임에 의해 점성 손실이 발생한다. 두 번째는 입자 간 접촉에 의한 마찰로 인한 프레임 손실이 에너지의 손실을 발생시킨다. 그림 2.1은 Biot-Stoll 모델에서 입자, 공극수, 입자들의 집합체인 덩어리 프레임(skeletal frame)으로 구성된 다공성 해저퇴적물을 나타낸 것이다.

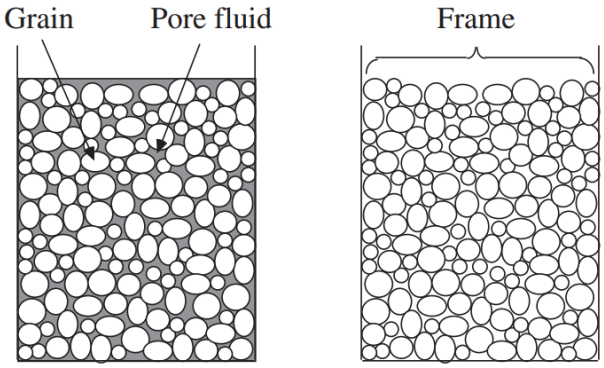

그림 2.1 입자, 공극수, Biot-Stoll 모델의 프레임인 입자의 집합체[29]

본 연구에서는 Stoll이 사용한 표기에 따라 Biot 모델의 운동 방정식을 서술하겠다. Stoll은 포텐셜(Φ_s, Φ_f, $\vec{\Psi}_s$, $\vec{\Psi}_f$)을 이용하여 고체 프레임과 유체의 변위 벡터를 다음과 같이 나타냈다.

$$\begin{aligned} \vec{u} &= \nabla\Phi_s + \nabla \times \vec{\Psi}_s \\ \beta(\vec{u} - \vec{U}) &= \nabla\Phi_f + \nabla \times \vec{\Psi}_f \end{aligned} \tag{2.1}$$

여기서 $\vec{u}$는 고체 프레임의 변위 벡터, $\vec{U}$는 유체의 변위 벡터,

Φ_s와 Φ_f는 종파의 스칼라 포텐셜, $\vec{\Psi}_s$와 $\vec{\Psi}_f$는 횡파의 벡터 포텐셜, β는 다공률(porosity)을 나타낸다. 음파를 평면파(plane wave)로 가정하고 해를 $\exp(i(\vec{\mathrm{k}}\cdot\vec{\mathrm{x}}-\omega t))$ 형태로 구할 때 스칼라 포텐셜에 대한 Biot의 방정식은 다음과 같이 전개할 수 있다.

$$-k^2H\Phi_s + k^2C\Phi_f = -\omega^2\rho\Phi_s + \rho_f\omega^2\Phi_f \tag{2.2}$$

$$-k^2C\Phi_s + k^2M\Phi_f = -\omega^2\rho_f\Phi_s + \frac{\omega^2\alpha\rho_f}{\beta}\Phi_f + \frac{i\omega F\eta}{\kappa}\Phi_f \tag{2.3}$$

이때 k는 파수(wavenumber), α는 부가 질량(added mass) 인자, η는 유체의 점성계수, κ는 침투율(permeability), ρ_f는 유체의 밀도, $i=\sqrt{-1}$을 나타낸다. 다른 계수들은 아래와 같이 표현된다.

$$\begin{gathered}
\rho = \beta\rho_f + (1-\beta)\rho_s \\
H = \frac{(K_r-K_b)^2}{D-K_b} + K_b + \frac{4\mu}{3} \\
C = \frac{K_r(K_r-K_b)}{D-K_b} \\
M = \frac{K_r^2}{D-K_b} \\
D = K_r\left[1+\beta\left(\frac{K_r}{K_f}-1\right)\right]
\end{gathered} \tag{2.4}$$

여기서 ρ는 다공성 매질의 밀도, ρ_s는 고체 입자의 밀도, K_r은 고체 입자의 부피탄성계수(bulk modulus), K_b는 다공성 매질 프레임의 부피탄성계수, μ는 다공성 매질 프레임의 횡탄성계수(shear modulus), K_f는 공극수의 부피탄성계수를 나타낸다.

F는 점성 보정(viscous correction) 인자로 주파수가 증가하면서 공극수의 유동이 Poiseuille 유동이라는 가정에서 깨지는 것을

보정하기 위한 변수이다. 공극이 원통형이라고 가정할 때 F 는 다음과 같이 표현된다.

$$F(\epsilon) = \frac{\frac{\epsilon}{4}T(\epsilon)}{1 - \frac{2i}{\epsilon}T(\epsilon)} \tag{2.5}$$

여기서 $T(\epsilon) = (-\sqrt{i})J_1(\epsilon\sqrt{i})/J_0(\epsilon\sqrt{i})$로 표현되며, J_1과 J_0는 제1종 Bessel 함수이고 ϵ는 공극 크기 인자 a와 각주파수 ω, 유체의 밀도 및 점성 계수를 이용해 $\epsilon = a\sqrt{\omega\rho_f/\eta}$ 같이 정의된다.

공극 크기 인자는 원형 구 모양의 이상적인 입자의 경우 Hovem과 Ingram에 의해 입자크기 d와 다공률 β로써 다음과 같이 나타낼 수 있다는 것이 밝혀졌다[14].

$$a_p = \frac{d}{3}\frac{\beta}{1-\beta} \tag{2.6}$$

한편, 침투율은 매질 내에 유체가 얼마나 쉽게 통과할 수 있느냐를 나타내는 값으로 입자크기 d 와 다공률 β 를 이용한 Kozeny−Carman 관계식 $\kappa = (d^2/36\kappa_0)(\beta^3/(1-\beta)^2)$ 을 이용해 추정한다. 여기서 κ_0 는 공극의 형상과 부가 질량 인자에 의해 결정되는 상수이다.

이제 식 (2.2)와 (2.3)을 이용해 아래 식 (2.7)과 같이 나타낼 수 있으며, 복소 파수(complex wavenumber) k 의 제곱에 대한 2차 다항식을 얻을 수 있다.

$$\begin{pmatrix} Hk^2 - \rho\omega^2 & \rho_f\omega^2 - Ck^2 \\ Ck^2 - \rho_f\omega^2 & \frac{\alpha\rho_f\omega^2}{\beta} - Mk^2 + \frac{iF\eta\omega}{\kappa} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Phi_s \\ \Phi_f \end{pmatrix} = 0 \tag{2.7}$$

이때 복소 파수를 $k = k_r + ik_i$로 볼 때, 각주파수를 복소 파수의

실수부로 나눈 값이 위상속도고, 복소 파수의 허수부가 감쇠계수가 된다.

2.1.1 EDFM (Willams, 2001 [5])

Williams는 모래 퇴적물의 경우 프레임의 부피탄성계수 및 횡탄성계수가 다른 계수들에 비해 매우 낮다는 사실[18, 30]에 기초해 Biot 모델의 프레임 부피탄성계수(K_b)와 횡탄성계수(μ)를 0으로 놓는 유사 유체 모델(Effective Density Fluid Model, EDFM)을 발표하였다[5]. K_b 와 μ 를 0으로 놓으면 식 (2.4)의 계수들은 다음과 같이 간단히 표현된다.

$$H = C = M = \left(\frac{1-\beta}{K_r} + \frac{\beta}{K_f}\right)^{-1} \tag{2.8}$$

식 (2.8)은 다공성 매질의 압축성(compressibility) 계수를 현탁액(suspension)과 같이 입자 농도(concentration)의 선형 함수로 나타낼 수 있다는 것을 보여준다. 즉, Williams의 EDFM은 다공성 프레임의 강성(rigidity)을 0으로 놓았기 때문에 Biot 모델에서 프레임에 관련된 변수들의 영향을 고려하지 않는 것이다. 식 (2.8)을 사용하면 P파 위상속도와 복소 유효 밀도(complex effective density)는 다음과 같은 식으로 근사 된다.

$$c = \sqrt{\frac{H}{\rho_{eff}(\omega)}} \tag{2.9}$$

$$\rho_{eff}(\omega) = \rho_f \left[\frac{\alpha(1-\beta)\rho_s + \beta(\alpha-1)\rho_f + \frac{i\beta\rho F\eta}{\rho_f \omega\kappa}}{\beta(1-\beta)\rho_s + (\alpha - 2\beta + \beta^2)\rho_f + \frac{i\beta F\eta}{\omega\kappa}}\right] \tag{2.10}$$

EDFM의 경우, 다공성 매질 프레임의 영향을 무시해 Biot 모델의 변수보다 적은 변수를 사용한다는 장점이 있다. 하지만 실제

해저퇴적물의 경우 약간의 강성을 가지고 있다는 사실에 유의해서 사용해야 한다. EDFM은 특히 저주파 영역에서 P파 위상속도와 감쇠계수를 Biot 모델의 계산값보다 항상 낮게 예측한다는 점에서 한계를 가진다.

<예시 1> EDFM의 P파 위상속도와 감쇠계수의 주파수 의존성

EDFM과 Biot 모델의 P파 위상속도 및 감쇠계수를 주파수에 따라 나타내면 그림 2.2와 같다. 두 모델은 위상속도에서 비슷한 분산 특성을 보여주지만 EDFM이 Biot 모델보다 저주파 영역에서 대략 10 m/s 낮은 위상속도를 예측하며 고주파 영역에서는 5 m/s 정도 낮은 위상속도를 예측한다. 다공성 매질의 강성이 매질의 위상속도를 높게 만드는데 기여한다고 볼 수 있다.

EDFM로 예측한 감쇠계수의 경우 저주파 영역에서 Biot 모델 결과보다 조금 낮게 나타나는데 이 또한 다공성 매질의 강성 효과를 제거했기 때문이다. 저주파 영역에서 감쇠계수는 프레임 탄성계수로 인한 감쇠 때문에 주파수의 제곱에 비례하여 증가하지만 고주파 영역에서는 공극수의 점성에 의한 감쇠로 인해 주파수의 제곱근에 비례해 증가하는 경향이 나타난다.

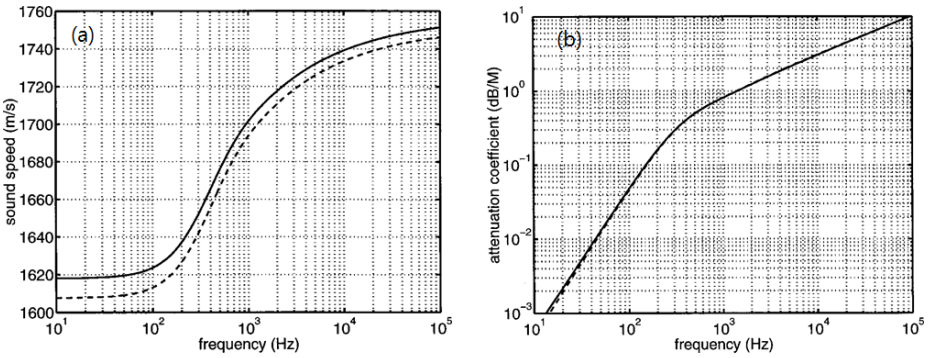

그림 2.2 주파수에 따른 EDFM(--)과 Biot 모델(-)의 P파
(a) 위상속도 (b) 감쇠계수[5]

<예시 2> 고주파 영역에서 EDFM의 P파 위상속도와 감쇠계수의 입자 크기 의존성

고주파 영역에서 EDFM은 그림 2.3과 같이 입자 크기가 클수록 높은 위상속도와 낮은 감쇠를 예측한다. 이는 입자 크기가 클수록 공극의 크기가 커져 침투율이 증가하고 공극수의 흐름에 의한 점성과 항력이 작아져 결국 에너지의 손실이 적어지기 때문이다.

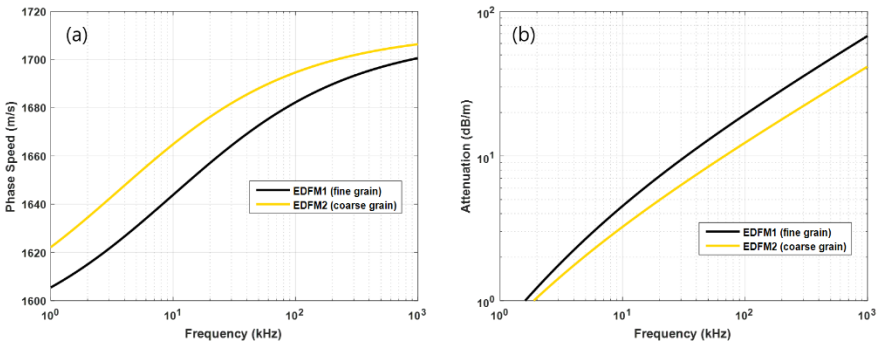

그림 2.3 고주파 영역에서 입자 크기에 따른 EDFM의 P파
(a) 위상속도 (b) 감쇠계수

2.1.2 확장 Biot 모델

Biot은 다공성 매질 모델을 발표할 때 고체 프레임은 하나의 단단한 암석으로 서로 연결된 공극에 의해 파여있다고 생각했으며, 공극 안에 유체가 유입될 때 프레임의 물성이 변하지 않는다고 가정하였다. 그런데 이 가정은 유체로 포화된(fluid-saturated) 비경화성(unconsolidated) 입자들의 경우에 모세관을 통과하는 유체나 짧은 거리의 응력들이 입자 간 접촉 영역의 기계적 물성을 변화시키기 때문에 맞지 않는 가정이다. 물과 모래의 경우를 살펴보면 물이 모래 입자 간 접촉 영역에 침투하는 경향이 있음을 알 수 있다. 따라서 입자 간 접촉 및 국소유체흐름(local fluid flow)의 영향을 고려한 확장 Biot 모델이 제안되었다.

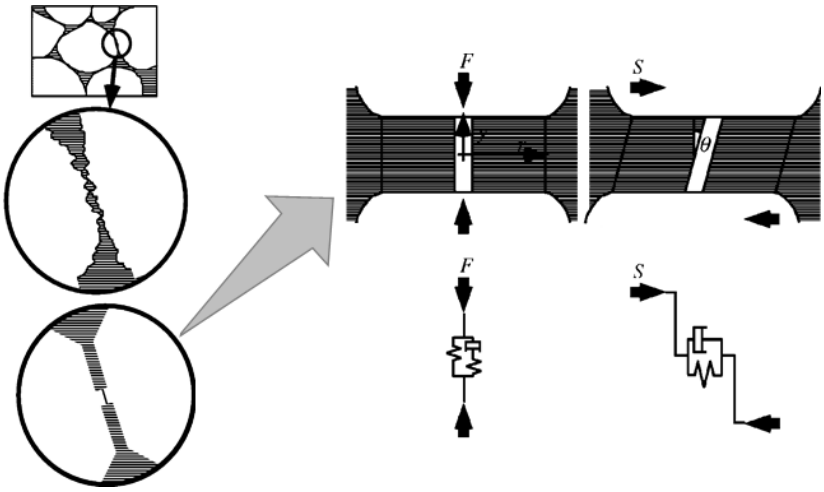

그림 2.4 입자 간 접촉의 이상화(idealization) 과정[6].

2.1.2.1 BICSQS 모델 (Chotiros, 2004 [6])

Chotiros는 모래퇴적물 같이 Biot의 가정에서 벗어난 부분을 예로 들며 입자 간 접촉의 물리적 특성 및 국소 유체 흐름에 의한 완화(relaxation)를 Biot 모델에 도입한 BICSQS(Biot−Stoll plus grain contact squirt and shear flow) 모델을 발표하였다[6]. 그는 그림 2.4와 같이 고체 입자가 접촉하는 압축 반응을 용수철로, 주변 유체의 반응을 용수철/완충장치로 모형화했는데 이는 유체의 압축성과 입자 간극(gap)의 국소 유동(squirt flow)에 연관된 항력을 포함한다.

BICSQS 모델에 따르면 다공성 매질 프레임 부피탄성계수와 횡탄성계수는 다음의 식으로 표현된다.

$$K_b = K_{b0} + \frac{K_{b\infty} - K_{b0}}{1 + i(\omega_k/\omega)} = K_{b0} + \frac{K_y}{1 + i(\omega_k/\omega)} \tag{2.11}$$

$$\mu = \mu_r(1 - i\frac{\omega}{\omega_\mu}) \tag{2.12}$$

여기서 K_{b0} 와 $K_{b\infty}$ 는 각각 프레임 부피탄성계수의 저주파 및 고주파 근사값, μ_r 은 프레임 횡탄성계수의 저주파 근사값을 나타내며, ω_k와 ω_μ는 각각 부피 완화(bulk relaxation) 각주파수와 전단 완화(shear relaxation) 각주파수를 나타낸다.

<예시 1> BICSQS 모델의 P파 위상속도와 감쇠계수의 주파수 의존성

BICSQS 모델에 따르면 P파 위상속도는 그림 2.5의 (a)와 같이 저주파에서 거의 일정하다가 중고주파 영역에서 주파수에 대해 약하게 증가한다. BICSQS 모델의 P파 감쇠계수는 그림 2.5의 (b)와 같이 저주파에서 주파수의 제곱에 비례하고 중주파에서 주파수의 제곱근에 비례하는 경향이 나타난다. 고주파 영역에서 BICSQS 모델의 감쇠계수는 전단 완화 주파수(f_μ) 값에 따라 주파수 의존성이 f^1부터 f^2까지 달라지는 경향을 보여주며 Biot 모델보다 상대적으로 높은 감쇠를 예측한다.

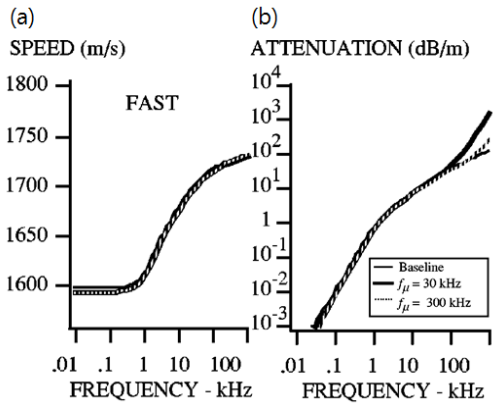

그림 2.5 BICSQS 모델의 주파수에 따른 P파 (a) 위상속도 (b) 감쇠계수[6]

<예시 2> 고주파 영역에서 BICSQS 모델의 P파 위상속도와 감쇠계수의 입자 크기 의존성

그림 2.6과 같이 고주파 영역에서 BICSQS 모델은 EDFM과 마찬가지로 입자 크기가 클수록 대체로 높은 P파 위상속도와 낮은 감쇠를 예측한다. 이는 EDFM의 경우와 비슷하게 공극의 크기가 커지면서 유체의 흐름에 의한 점성 손실이 감소했기 때문이다.

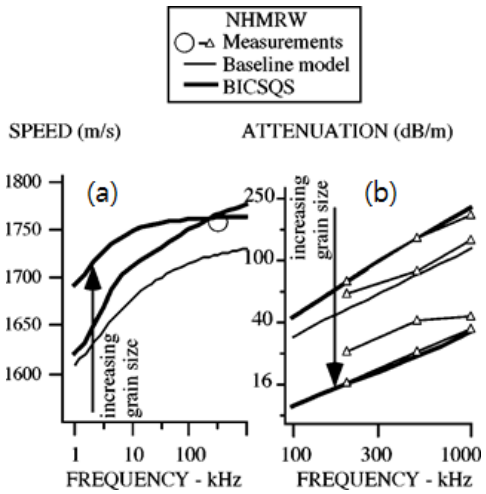

그림 2.6 Nolle 등[31]의 실험과 BICSQS 모델의
(a) 위상속도 (b) 감쇠계수 비교[6].

2.1.2.2 BIMGS 모델 (Kimura, 2006 [7])

Kimura는 Murphy 등에 의해 개발된 간극 강성 모델(gap stiffness model)[32]을 발전시킨 BIMGS(a modified gap stiffness model incorporated into the Biot model) 모델을 발표하였다[7]. Kimura는 다공성 매질 프레임의 부피탄성계수를 주파수 독립적인 Hertz-Mindlin 항과 주파수 의존적인 수정 간극 강성(modified gap stiffness) 항의 합으로 유도하였다. BIMGS

모델은 BICSQS 모델과 마찬가지로 입자 사이의 간극(gap)에 국소 유체 유동에 의한 음향 완화(acoustic relaxation) 효과를 고려하였다. BIMGS 모델에 따르면 입자 간 유효 강성 k_n은 입자 간 접촉에 의한 탄성 강성계수(contact stiffness) k_c와 접촉 간극의 유효 강성계수(gap stiffness) k_g의 선형 합으로 다음과 같이 표현된다.

$$k_n = k_c + k_g \tag{2.13}$$

$$k_g = \frac{\pi a'^2 K_f}{h_0}\left(1 - \frac{1}{\frac{\kappa a}{2}\frac{J_0(\kappa a)}{J_1(\kappa a)}}\right) \tag{2.14}$$

여기서 a'은 접촉 반경(contact radius), h_0는 간극 거리의 초기값, K_f는 유체의 부피탄성계수, J_0와 J_1은 베셀(Bessel) 함수를 나타내며 κa는 아래와 같이 정의된다.

$$\kappa a = \sqrt{-i2\pi\frac{f}{f_r}} \tag{2.15}$$

여기서 f는 주파수, f_r은 간극 강성계수의 완화(relaxation) 주파수이고, 유체의 부피탄성계수와 점성계수, 형상비(aspect ratio) α $(= h_0/a')$에 의존하는 형태로써 $f_r = (1/12)(K_f/\eta)\alpha^2$와 같이 정의된다.

식 (2.14)에서 주파수가 0에 수렴할수록 간극 강성계수 k_g 역시 0으로 수렴한다. 반면 무한대의 주파수에서 간극 강성계수는 $\pi a'^2 K_f/h_0$로 수렴한다. 이는 유체가 간극 안팎으로 흐를 시간이 없고 결국 간극 강성계수가 간극 안의 유체의 부피탄성계수에 상응하는 값에 수렴한다는 것을 의미한다.

BIMGS 모델에서 다공성 매질 프레임 부피탄성계수는 접촉 강성계수 k_c와 간극 강성계수 k_g를 이용해 다음과 같이 표현된다.

$$
\begin{aligned}
K_b &= \frac{C_n(1-\beta)}{12\pi r}\left(k_c + k_g\right) \\
&= \sqrt[3]{\frac{C_n^2(1-\beta)^2\mu_r^2}{18\pi^2(1-\sigma_r^2)}P} + \frac{C_n(1-\beta)}{12\pi r}k_g \\
&= K_{bHM} + (K_{b\infty} - K_{bHM})\left\{1 - \frac{1}{\frac{\kappa a}{2}\frac{J_0(\kappa a)}{J_1(\kappa a)}}\right\} \\
&= K_{bHM} + K_{bg}(f)
\end{aligned}
\tag{2.16}
$$

여기서 β는 다공률, C_n은 배위수(coordination number), r은 입자 반경, μ_r 은 입자의 횡탄성계수, σ_r 은 입자의 Poisson 비, P는 유체의 정역학적 구속 압력(hydrostatic confining pressure), K_{bHM}은 주파수 독립적인 Hertz-Mindlin 부피탄성계수, $K_{bg}(f)$는 주파수 의존적인 간극 강성 부피탄성계수이다. BIMGS 모델에서 다공성 프레임 부피탄성계수는 저주파에서 K_{bHM} 에 근사하며 고주파에서 $K_{b\infty}$에 가까운 값을 가진다.

<예시 1> BIMGS 모델의 P파 위상속도와 감쇠계수의 주파수 의존성

BIMGS 모델의 P파 위상속도와 감쇠계수의 주파수에 대한 변화는 그림 2.7과 같다. P파 위상속도는 주파수에 대해 약하게 증가하며 감쇠계수는 저주파에서 주파수의 제곱에 비례해 증가하고 고주파에서 주파수의 제곱근에 가깝게 증가한다.

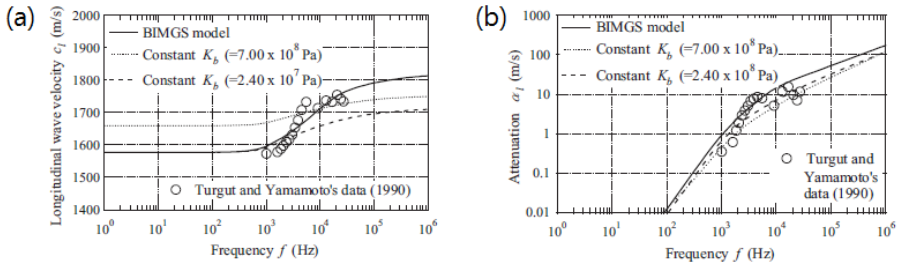

그림 2.7 Turgut과 Yamamoto의 실험결과[33]와 BIMGS 모델의 P파
(a) 위상속도 (b) 감쇠계수 비교[34]

<예시 2> 고주파 영역에서 BIMGS 모델의 P파 위상속도와 감쇠계수의 입자 크기 의존성

고주파 영역에서 입자 크기가 클수록 BIMGS 모델은 높은 P파 위상속도를 예측한다. 그림 2.8의 (b)에서 나타나는 P파 감쇠계수의 경우 5kHz 보다 높은 주파수 범위에서 크기가 큰 입자의 감쇠계수가 높아지는 현상이 나타난다. 이는 Biot 모델과 마찬가지로 공극 크기의 영향으로 공극수의 흐름이 달라지기 때문이다.

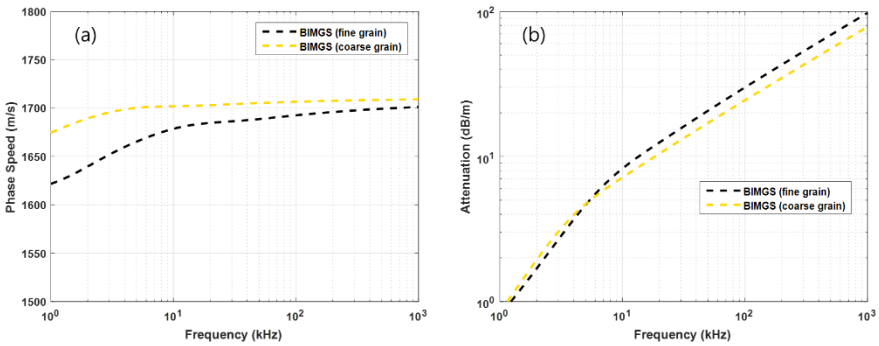

그림 2.8 고주파 영역에서 입자 크기에 따른 BIMGS 모델의 P파
(a) 위상속도 (b) 감쇠계수

2.2 Grain-Shearing (GS) 모델 (2000 [8])

Buckingham은 모래와 같은 비경화성 입자 매질에서의 음파 전달이 입자간의 밀림현상(grain−to−grain shearing, GS)에 근거한다고 주장하였다[8]. 그는 입자 매질이 응력을 받을 때 응력이 입자 간 접촉을 통해 응력사슬(force−chain)을 형성하며 전파된다는 사실에 기초해 응력이 탄성계수와 변형률의 시간에 대한 합성곱(convolution) 형태로 표현되는 다음과 같은 응력−변형률 관계식을 발표하였다.

$$\nabla^2\psi - \frac{1}{c_0^2}\frac{\partial^2\psi}{\partial t^2} + \frac{\lambda_p}{\rho_0 c_0^2}\frac{\partial}{\partial t}\nabla^2\left[h_p(t)\otimes\psi\right] + \frac{\left(\frac{4}{3}\right)\eta_s}{\rho_0 c_0^2}\frac{\partial}{\partial t}\nabla^2\left[h_s(t)\otimes\psi\right] = 0 \tag{2.17}$$

$$\frac{\eta_s}{\rho_0}\nabla^2\left[h_s(t)\otimes\vec{\mathrm{A}}\right] - \frac{\partial\vec{\mathrm{A}}}{\partial t} = 0 \tag{2.18}$$

여기서 ψ 와 $\vec{\mathrm{A}}$ 는 각각 Helmholtz 이론에 따른 벡터장 $\vec{\mathrm{V}}$ 를 구성하는 포텐셜이다.

$$\vec{\mathrm{V}} = \boldsymbol{\nabla}\psi + \boldsymbol{\nabla}\times\vec{\mathrm{A}};\quad \boldsymbol{\nabla}\cdot\vec{\mathrm{A}} = 0 \tag{2.19}$$

그리고 c_0 은 입자간 마찰이 없는 Wood의 현탁액(suspension) 모델[35]에 대한 위상속도, λ_p 는 종방향 응력−이완(stress−relaxation) 계수, ρ_0은 유체로 포화된 입자 매질의 체적 밀도(bulk density), $h_p(t)$ 와 $h_s(t)$ 는 각각 종방향 및 횡방향 물질 임펄스 응답(material impulse response) 함수를 나타낸다.

식 (2.17)과 (2.18)을 시간에 대한 푸리에 변환(Fourier transform)을 이용해 정리하면 다음과 같은 P파 위상속도 및

감쇠계수 분산 관계식을 얻을 수 있다.

$$c_p = \frac{c_0}{\mathrm{Re}[1+\chi(i\omega T)^n]^{-1/2}}, \qquad 0 < \mathrm{n} < 1 \qquad (2.20)$$

$$\alpha_p = -\frac{\omega}{c_0}\mathrm{Im}[1+\chi(i\omega T)^n]^{-1/2}, \qquad 0 < \mathrm{n} < 1 \qquad (2.21)$$

여기서 $i = \sqrt{-1}$이며, 무차원 입자밀림계수(dimensionless grain-shearing coefficient) χ는 다음과 같이 정의된다.

$$\chi = \frac{\gamma_p + (4/3)\gamma_s}{\rho_0 c_0^2} \qquad (2.22)$$

여기서 γ_p 와 γ_s 는 각각 종방향 및 횡방향 강성계수(rigidity coefficient), n 은 물질 지수(material exponent)를 나타낸다. 그리고 T 는 1초로 두어 차원을 동일하게 맞춰주는 임의의 시간 항이다.

<예시 1> GS 모델의 위상속도와 감쇠계수의 주파수 및 입자 크기 의존성

GS 모델에 의한 P파 위상속도는 식 (2.20)에서 나타나듯 등가 현탁액(equivalent suspension)에서의 위상속도 c_0 보다 항상 같거나 크게 된다. 또한 주파수가 0에 수렴할수록 위상속도는 c_0에 수렴하며 반대로 주파수가 증가할수록 위상속도는 약하게 증가한다. P파 감쇠계수의 주파수 분산 특성을 살펴보면, 주파수가 0에 수렴할수록 감쇠계수 또한 0에 수렴하며 주파수에 대해 감쇠계수가 선형적으로 증가하는 것을 알 수 있다.

2005년 Buckingham은 GS 모델 및 EDFM의 위상속도 및 감쇠계수 결과를 SAX99(Sediment Acoustics eXperiment in 1999)

해저퇴적물 실험데이터와 비교하였다[36]. 위상속도의 경우 그림 2.9의 (a)와 같이 EDFM과 GS모델의 위상속도 결과 차이가 크지 않다. 하지만 실험데이터의 주파수 경향성이 일관되지 못하여 모델-데이터 간 비교가 명확하게 이루어졌다고 볼 수 없다.

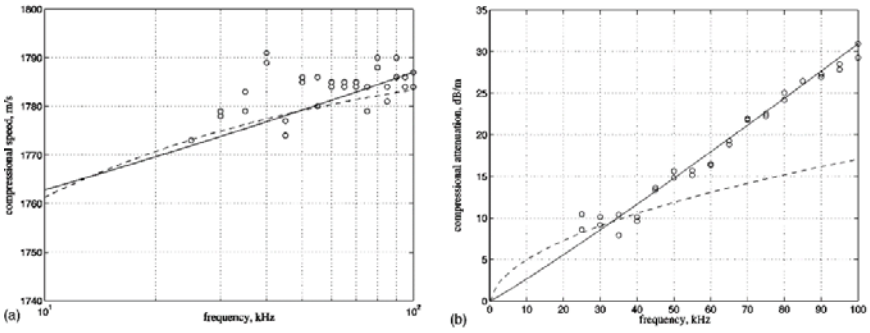

그림 2.9 주파수에 따른 SAX99 모래 퇴적물 실험 데이터와 GS 모델(-) 및 EDFM(--)의 비교 (a) 위상속도 (b) 감쇠계수[36]

감쇠계수의 경우, 그림 2.9의 (b)와 같이 EDFM으로 예측한 감쇠계수는 저주파에서 주파수의 제곱에 비례하고 고주파에서 주파수의 제곱근에 비례하지만 GS 모델에 의한 감쇠계수는 모든 주파수 범위에서 주파수에 선형적으로 증가한다.

그림 2.10은 GS 모델의 P파 위상속도 및 감쇠계수가 입자 크기에 따라 어떻게 변하는지 보여준다. 위상속도의 경우, 점토(clay)의 영역에서는 약간 감소하지만 미사(silt) 및 모래(sand)까지 입자 크기가 커지면서 위상속도가 가파르게 상승한다. 감쇠계수는 점토부터 모래까지 입자 크기가 증가함에 따라 완만하게 증가한다.

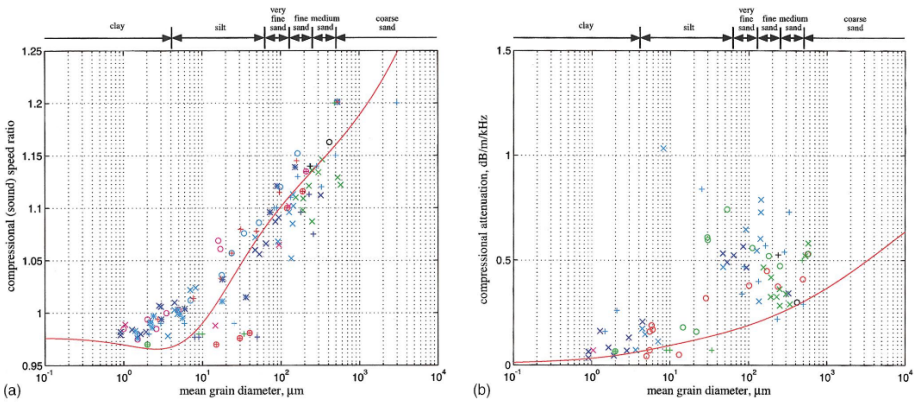

그림 2.10 입자 크기에 따른 GS 모델의 (a) 위상속도 (b) 감쇠계수[36]

2.3 Multiple Scattering 모델

다중 산란(multiple scattering) 모델이란 매질이 여러 개의 입자로 이루어진 경우 각각의 입자를 산란체(scatterer)로 간주하고 음파가 매질을 통과할 때 발생하는 다량의 산란에 의해 음파가 전달된다는 이론이다. 수중에서 음파의 다중 산란은 공기 방울, 어군, 모래 등과 같은 다양한 분야에 적용되어 연구되었다.

초기 다중 산란 이론은 Foldy(1945)에 의해 정립되었는데, Foldy는 임의로 분포된 등방 산란체(isotropic scatterer)가 매질 내 차지하는 부피비(fractional volume)가 매우 적고 서로 간섭하지 않는 먼 거리에 위치한다는 가정 하에 스칼라파(scalar wave)의 다중 산란 문제를 다루었다[37]. Lax(1951, 1952)는 Foldy의 연구를 비등방 산란체(anisotropic scatterer)로 확장시켰고[38], 산란체 간 위치를 확률적으로 고려한 고차(high-order) 근사 QCA(quasicrystalline approximation)를 발표하였다[39]. QCA는 산란체의 부피비가 상당한 경우에도 적용할 수 있는 모델로 알려져 있다.

이후 Waterman과 Truell(1961)이 홀 보정(hole-correction) 근사를 사용한 다중 산란 모델을 발표하였다[40, 41]. 또한 Twersky(1978)는 산란체가 상호작용하는 위치를 확률적으로 나타내는 짝 상관(pair-correlation) 함수를 도입한 다중 산란 모델을 사용하였다[42]. 특히 산란체의 부피비가 상당한 매질의 경우 산란체의 위치가 다른 산란체의 영향을 받는다고 볼 수 있는데, 이때 Percus와 Yevick(PY)의 통계식이 만족할만한 결과를 주는 것으로 알려져 있다[43, 44].

본 연구의 대상인 해저퇴적물의 경우 굉장히 밀한 입자 매질(dense granular medium)이므로 Foldy의 가정인 입자 사이의 간격이 매우 먼 조건을 적용할 수 없다. 따라서 본 절에서는 짝 상관 함수로 PY식을 고려한 QCA 모델과 고차 다중 산란 모델인 Waterman-Truell(WT)의 모델을 주로 설명하겠다.

2.3.1 QCA (Quasi-crystalline approximation) 모델[39, 41, 42, 44]

본 연구에서는 Lax의 QCA 모델을 Waterman의 기호에 따라 전개하겠다[41]. Lax는 매질의 전체 파동 장(total wave field)을 산란체에 의한 들뜬 파동 장(excited wave field)으로 근사했다. 수중에 고체 산란체가 임의로 분포할 때 입사 파동 장(incident wave field)을 $\psi^{inc}(\vec{r})$로 놓으면 $\vec{r}_1$에 위치한 산란체에 의한 들뜬 파동 장은 다음과 같은 적분 형태로 쓸 수 있다.

$$\langle\psi^E(\vec{r}|\vec{r}_1)\rangle = \psi^{inc}(\vec{r}) + \int_\tau d\tau' n(\vec{r}'|\vec{r}_1)T(\vec{r}')\langle\psi^E(\vec{r}|\vec{r}')\rangle \qquad (2.26)$$

여기서 $n(\vec{r}'|\vec{r}_1)$은 산란체가 $\vec{r}_1$에 위치했을 때 산란체의 조건부 개수 밀도, $T(\vec{r}')\langle\psi^E(\vec{r}|\vec{r}')\rangle$는 $\vec{r}_1$에 위치한 단일 산란체에 의해 산란 파동 장(scattered wave field)을 나타낸다. 즉, 식 (2.26)에

따르면 매질의 전체 파동 장은 입사 파동 장과 산란 파동 장의 합으로 나타날 수 있고 또한 산란 파동 장은 개개의 산란체에 의한 산란 파동 장의 총합으로 표현할 수 있다는 것이다. 우변의 적분항은 모든 산란체를 포함할 수 있는 전체 부피 τ 에 대해 계산된다.

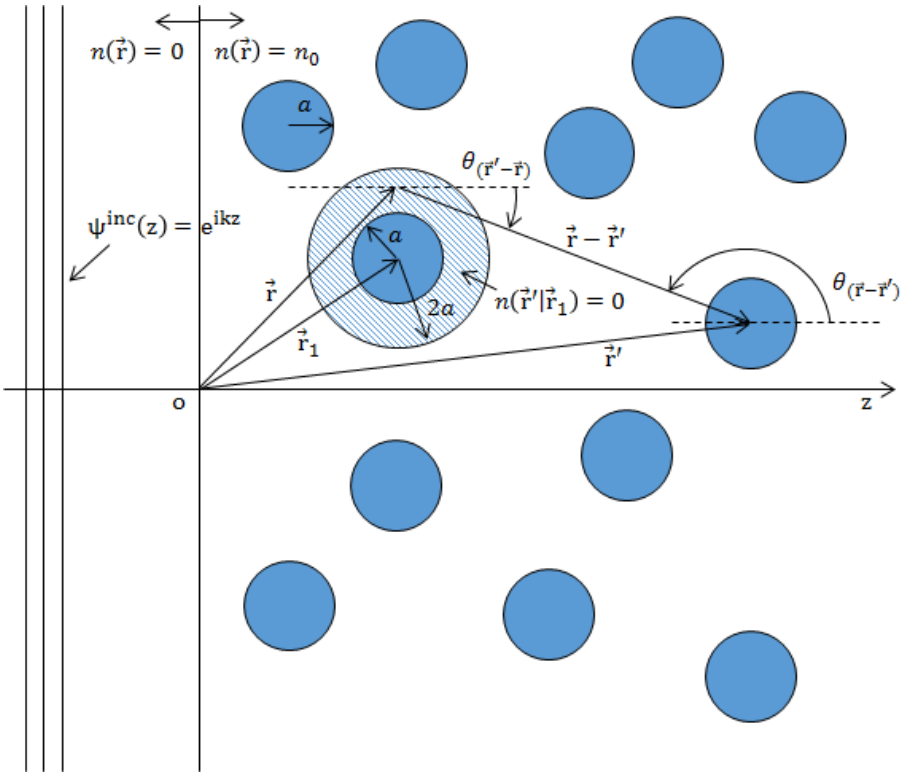

그림 2.11 반무한 공간에 위치한 구형 산란체 집합체의 기하학적 구조

그림 2.11과 같이 $z > 0$ 인 반무한 공간(half-infinite space)에 위치한 구형 산란체를 고려할 때 들뜬 파동 장 및 산란 파동 장, 그리고 입사 파동 장은 일반적으로 아래와 같이 표현된다.

들뜬 파동 장(excited wave field):

$$\langle\psi^E(\vec{r}|\vec{r}_1)\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} i^n(2n+1)A_n(z_1)j_n(k|\vec{r}\text{-}\vec{r}_1|)P_n\left(cos\theta_{(\vec{r}-\vec{r}_1)}\right) \tag{2.27}$$

산란 파동 장(scattered wave field):

$$T(\vec{r}')\langle\psi^E(\vec{r}|\vec{r}')\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} i^n(2n+1)A_n(z')T_n h_n(k|\vec{r}\text{-}\vec{r}'|) \times P_n\left(cos\theta_{(\vec{r}-\vec{r}')}\right) \tag{2.28}$$

입사 파동 장(incident wave field):

$$\begin{aligned}\psi^{inc}(\vec{r}) &= e^{ikz_1}e^{ik(z-z_1)} \\ &= e^{ikz_1}\sum_{n=0}^{\infty} i^n(2n+1)j_n(k|\vec{r}\text{-}\vec{r}_1|)P_n\left(cos\theta_{(\vec{r}-\vec{r}_1)}\right)\end{aligned} \tag{2.29}$$

여기서 j_n 과 h_n 은 각각 n차 제1종 구면 베셀 함수와 헨켈(Hankel) 함수를 나타내고, P_n 은 n차 르장드르(Legendre) 다항식을 나타낸다. $\theta_{(\vec{r}-\vec{r}_1)}$는 그림 2.11과 같이 벡터 $\vec{r}-\vec{r}_1$의 양의 방향 z축에 대한 편각(polar angle)을 나타낸다. 식 (2.28)의 T_n은 T−행렬(T−matrix)로 잘 알려져 있는 단일 산란체의 산란 계수(scattering coefficient)이다. 모래와 같은 해저퇴적물의 경우 물로 가득 찬 탄성 구형 입자 매질로 이상화해 속도 및 응력 경계조건으로부터 T_n을 얻을 수 있으며 아래와 같은 먼 거리 산란 진폭(far−field scattering amplitude) $f_{sct}(\theta)$로 나타낼 수 있다.

$$f_{sct}(\theta) = \frac{1}{ik}\sum_{n=0}^{\infty}(2n+1)T_n P_n(cos\theta) \tag{2.30}$$

식 (2.27), (2.28), (2.29)를 (2.26)에 대입하고 평면파 확장(plane wave expansion)을 이용해 전개하면 아래와 같은 유효 파수 K와 파동 장의 계수에 대한 관계식을 얻을 수 있다.

$$K = k + \frac{2\pi n_0}{k} f_{sct}(0) = k + \frac{2\pi n_0}{ik^2} \sum_{\nu=0}^{\infty} (2\nu + 1) T_\nu A_\nu \qquad (2.31)$$

$$A_n = n_0 \sum_{\nu=0}^{\infty} (2\nu + 1) T_\nu A_\nu \sum_p (-i)^p \hat{a}(0.\nu|0, n|p) \times d_p(k, K|b); \qquad n = 0, 1, 2, \cdots \qquad (2.32)$$

여기서 $f_{sct}(0)$는 정방향(forward) 산란 진폭, n_0은 산란체의 단위 부피 당 개수, $\hat{a}(0.\nu|0, n|p) = (2p + 1)Z^2$, Z 는 위그너 기호(Wigner symbol, $\nu, n, p; 0,0,0)$, b는 입자의 직경, k는 배경 매질(background medium)의 파수를 나타내며 d_p는 아래와 같이 표현된다.

$$d_p(k, K|b) = -\frac{4\pi b^2}{K^2 - k^2} i^p \left[k h_p'(kb) j_p(Kb) - K h_p(kb) j_p'(Kb) \right] \qquad (2.33)$$

한편, Tsang 등(1982)은 Lax의 QCA 모델에 PY 짝 상관(pair-correlation) 함수를 도입한 다중 산란 모델을 발표하였다[44]. PY 함수는 Percus와 Yevick(PY)이 발표한 통계식으로 입자가 상호작용하는 위치를 확률적으로 나타낸다[43]. PY 함수를 도입한 QCA 모델(QCA-PY)에서는 식 (2.32)의 A_n 이 다음과 같이 수정된 형태로 나타난다.

$$A_n = 4\pi n_0 \sum_{\nu=0}^{\infty} T_\nu (2\nu+1) A_\nu \sum_p a(0.\nu|0,n|p) \times \left[L_p(k,K|b) + M_p(k,K|b)\right] \tag{2.34}$$

여기서 L_p와 M_p는 다음과 같이 표현된다.

$$L_p(k,K|b) = -\frac{b^2}{K^2-k^2}\left[kh_p'(kb)j_p(Kb) - Kh_p(kb)j_p{}'(Kb)\right] \tag{2.35}$$

$$M_p(k,K|b) = \int_b^\infty drr^2[g(r)-1]h_p(kr)j_p(Kr) \tag{2.36}$$

이때 $g(r)$이 PY 짝 상관 함수로써 거리 r에 따른 산란체의 위치를 확률적으로 나타낸다. 특정 구형 산란체의 중심으로부터 무한히 멀리 떨어진 위치($r \to \infty$)에서 $g(r)$은 1에 수렴하는데 이유는 다음과 같다. 다중 산란 문제가 반무한 공간에서 정의되고 공간에 상당한 산란체 입자가 존재한다고 가정할 때 기준 입자로부터 멀리 떨어진 거리에 다른 입자가 반드시 존재한다고 생각할 수 있다. 반면 직경 b보다 짧은 거리($r < b$)에서 $g(r)$은 0인데 직경보다 짧은 거리 내에 동일한 크기의 다른 산란체가 존재할 수 없으므로 당연한 결과이다.

QCA-PY 모델의 유효 파수, 위상속도 및 감쇠계수를 구하기 위해서는 수치적 방법을 이용하여 식 (2.31)과 (2.34)의 해를 구해야 한다. 하지만 해저퇴적물과 같은 산란체의 부피비가 상당한 밀한 매질의 경우에 적용하기 위해서는 PY 함수를 굉장히 먼 거리까지 구해야 하고 이때 수치적인 오차가 발생하게 된다[45]. Lee 등(2015)은 QCA-PY 모델을 물로 가득 찬 입자 매질에서의 Rayleigh 산란 문제에 적용해 닫힌 형태(closed form)의 유효 파수를 유도했는데[46], 이에 따른 유효 위상속도 c_R과 감쇠계수

α_R는 다음과 같다.

$$c_R = \frac{c_{R0}}{1 + (\beta/\alpha)k^2} \tag{2.37}$$

$$\alpha_R = \frac{(k^4 a^3)\Phi H_{sct}[3x^2(1 + m\Phi) + m^2(1 - x\Phi)(1 + 2x\Phi)]}{6\alpha(1 + 2x\Phi)^2} \tag{2.38}$$

여기서 $c_{R0} = \omega/(k\alpha)$ 이며 Biot 모델의 P파 고주파 위상속도와 같다. (β/α)는 위상속도의 기울기 조절 인자, a는 입자의 반경, Φ는 단위 부피당 산란체의 비율이고 다른 계수들은 다음과 같다.

$$\begin{gathered} \alpha = \sqrt{\frac{(1 + m\Phi)(1 - x\Phi)}{1 + 2x\Phi}} \\ m = -1 + K_R \\ x = \frac{1 - \rho_R}{1 + 2\rho_R} \\ H_{sct} = (1 - \Phi)^4/(1 + 2\Phi)^2 \end{gathered} \tag{2.39}$$

여기서 $K_R = K_f/K_s$이고 K_f와 K_s는 각각 배경 유체와 고체 입자의 부피탄성계수를 나타내며, $\rho_R = \rho_s/\rho_f$ 이고 ρ_f 와 ρ_s 는 각각 배경 유체와 고체 입자의 밀도를 나타낸다.

식 (2.37)과 (2.38)로부터 QCA-PY의 Rayleigh 산란 모델의 유효 위상속도와 감쇠계수의 주파수 및 입자크기 의존성을 확인할 수 있다. 위상속도의 경우 주파수에 따라 음 분산(negative dispersion) 경향을 나타낸다. 감쇠계수의 경우 주파수가 증가할수록 주파수의 4승에 비례해 증가하는 경향을 나타내고 입자크기가 증가할수록 역시 증가하는 경향을 보인다. 즉,

해저퇴적물과 같이 물로 가득 찬 입자 매질에서 QCA-PY의 Rayleigh 산란 모델은 주파수에 따라 위상속도의 음 분산 경향을 예측하고 주파수의 4승에 비례하며 입자크기가 커질수록 증가하는 유효 감쇠계수를 예측한다.

2.3.2 Waterman-Truell (WT) 모델[40]

Waterman과 Truell(1961)은 매질 내 산란체를 서로 독립적인 점 산란체(point scatterer)로 가정하고 고차 다중 산란 모델을 유도하였다[40].

$$\left(\frac{k_{eff}}{k}\right)^2 = \left(1 + \frac{2\pi n_0 f_{sct}(0)}{k^2}\right)^2 - \left(\frac{2\pi n_0 f_{sct}(\pi)}{k^2}\right)^2 \qquad (2.40)$$

여기서 k_{eff}는 매질의 유효 파수(effective wavenumber), k는 배경 매질의 파수, n_0은 산란체의 단위 부피 당 개수, $f_{sct}(0)$와 $f_{sct}(\pi)$는 각각 정방향(forward) 및 후방향(backward) 산란 진폭을 나타낸다. 정방향 및 후방향 산란 진폭은 아래와 같이 정의된다.

$$f_{sct}(0) = \frac{1}{ik}\sum_{n=0}^{\infty}(2n+1)T_n \qquad (2.41)$$

$$f_{sct}(\pi) = \frac{1}{ik}\sum_{n=0}^{\infty}(-1)^n(2n+1)T_n \qquad (2.42)$$

여기서 T_n은 단일 산란체에 대한 산란 계수, T-행렬로써 모래 해저퇴적물의 경우 물로 가득 찬 탄성 구형 입자 매질로 가정해 속도 및 응력 경계조건으로부터 얻을 수 있다. Rayleigh 산란 문제에 적용하기 위해 다음과 같이 T_n을 저주파 근사한 첫 3번째 항을 사용한다.

$$T_0 = i\frac{m}{3}(ka)^3 + i\frac{F_{sct}}{45}(ka)^5 - \frac{m^2}{9}(ka)^6$$
$$T_1 = -i\frac{x}{3}(ka)^3 + i\frac{D_{sct}}{5}(ka)^5 - \frac{x^2}{9}(ka)^6 \qquad (2.43)$$
$$T_2 = i\frac{2}{135}(ka)^5$$

여기서 $i = \sqrt{-1}$, a는 입자의 반경, m과 x는 식 (2.39)와 같이 정의되며 다른 계수들은 다음과 같다.

$$F_{sct} = K_R^2(\rho_R + 5) - 15K_R + 9$$
$$D_{sct} = \frac{\rho_R^2(K_R - 1) - \rho_R + 1}{(1 + 2\rho_R)^2} \qquad (2.44)$$

여기서 K_R과 ρ_R은 식 (2.39)에서 정의한 것과 같다.

에너지 측면에서 WT 모델 분산 관계식 (2.40)을 살펴보면 우변의 첫째 항은 산란체가 정방향 파의 에너지 감소에 기여한다. 이 항은 산란체의 흡수(absorption) 메커니즘에 의존적이고 따라서 에너지의 일부가 산란체 자체에 의해 소실(dissipation)되는 것을 보여준다. 우변의 둘째 항에서는 약간의 에너지가 회복되는데 이것은 에너지의 일부가 후방향 파로 전환되는 것을 의미한다.

<예시 1> QCA 및 WT 모델의 위상속도 및 감쇠계수의 주파수 및 입자 크기 의존성

QCA 모델과 WT 모델의 분산 관계식으로부터 유효 위상속도와 감쇠계수를 고주파 영역에 대해 주파수 및 입자 크기 의존성을 살펴보면 그림 2.12와 같은 결과를 얻는다. 위상속도는 두 다중 산란 모델에서 음 분산 경향을 보이며 감쇠계수는 주파수의 4승에 비례해 증가한다. 입자 크기에 따른 위상속도와 감쇠계수는 두 모델

모두 입자 크기가 큰 매질이 더 낮은 위상속도와 높은 감쇠 현상을 보인다.

한편, QCA 모델은 WT 모델보다 높은 위상속도와 낮은 감쇠현상을 보이는데 이는 두 모델 간 특성에 기인한다. QCA 모델은 WT 모델과 다르게 매질을 구성하는 입자의 위치 상관관계를 고려해주며 더 고차의 근사(higher-order approximation)를 사용한다. 따라서 QCA 모델에서는 음파의 산란 과정이 WT 모델보다 자주 발생하며 음파의 재방사(re-radiation) 효과 또한 높기 때문에 매질을 통과한 음파가 더 큰 에너지를 갖게 된다. 따라서 QCA 모델이 WT 모델보다 낮은 감쇠계수와 높은 위상속도를 나타난다.

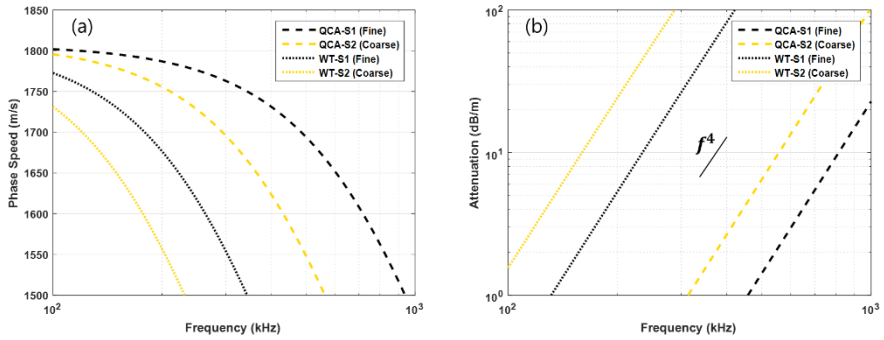

그림 2.12 QCA 모델과 WT 모델의 주파수 및 입자에 따른 P파
(a) 위상속도 (b) 감쇠계수

2.4 Broadband 모델[24, 26, 27]

Broadband 모델은 앞서 설명한 연속체 역학 기반 이론(Biot 또는 GS 모델)에 고주파 산란 특성 모델을 추가한 모델이다[24, 26, 27]. Biot 모델이나 GS 모델이 고주파에서 위상속도의 음 분산 경향이나 주파수의 4승에 비례하는 감쇠계수 실험 결과들을

예측하지 못하기 때문에 산란 메커니즘을 기존 Biot 모델이나 GS 모델과 결합하여 제안된 모델이다.

특히 음파가 매질을 통과할 때 발생하는 파동의 감쇠 현상이 매질의 점성 및 산란에 의한 에너지 손실(energy loss)에서 비롯된다고 볼 수 있다. 따라서 점성 손실에 의한 감쇠계수를 α_V, 산란 손실에 의한 감쇠계수를 α_S라고 할 때 전체 감쇠계수 α_T는 다음과 같이 선형 합으로 구할 수 있다.

$$\alpha_T = \alpha_V + \alpha_S \tag{2.45}$$

여기서 점성 손실에 의한 감쇠계수 α_V는 Biot 모델이나 GS 모델에 의한 감쇠계수, 산란 손실에 의한 감쇠계수 α_S는 다중 산란 모델에 의한 감쇠계수이다.

2011년 Kimura는 Biot 모델의 확장 모델인 BIMGS 모델을 기반으로 Schwartz 와 Plona의 다중 산란 모델 및 음향 실험 결과[21]로부터 얻은 회귀분석(regression analysis) 식을 결합하여 데이터-모델 비교 연구를 발표하였다[26].

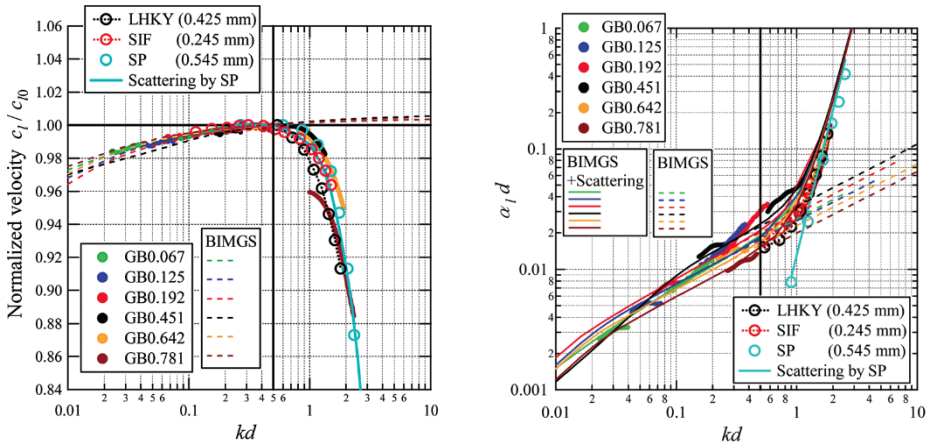

그림 2.13 Kimura의 Broadband 모델에서 정규화 위상속도 및 감쇠계수 실험데이터-모델 비교[26]

Kimura는 그림 2.13과 같이 Rayleigh 변수 kd 에 따라 정규화(normalized) 위상속도 및 감쇠계수를 BIMGS와 다중 산란 모델의 회귀분석 식을 결합한 예측값과 비교하였다. 여기서 kd 는 파수와 입자 크기의 곱으로 정의되는 무차원수이며 파장과 입자 크기의 비에 따른 물성의 변화를 살펴볼 수 있는 변수이다.

감쇠계수의 경우, BIMGS 모델에서 유도된 감쇠계수와 다중 산란 모델의 회귀분석 식으로부터 유도된 감쇠계수의 합이 $0.02 < kd < 3$ 범위에서 실험값을 비교적 잘 예측한다. 특히 $kd = 0.5$를 기준으로 감쇠계수의 kd 의존성이 $kd^{0.5}$ 에서 kd^4 으로 급격하게 증가하는 변화를 BIMGS 모델과 다중 산란 모델의 결합으로 설명 가능하다는 것이 나타난다.

그러나 위상속도의 경우 감쇠계수와는 달리 단순 선형합으로 매질의 유효 위상속도를 구할 수 없다. Biot 모델과 산란 모델의 기준 위상속도(reference phase speed)가 각각 달라 선형 결합을 하기가 어렵기 때문이다. 그래서 Kimura는 위상속도의 kd 의존성이 급격히 변하는 $kd = 0.5$ 를 기준으로 $kd \leq 0.5$ 인 영역은 BIMGS 모델로, $kd \geq 0.5$ 인 영역은 다중 산란 모델로 구분해 예측 가능하다는 것을 보여주었다.

Kimura의 Broadband 모델은 넓은 범위의 kd 영역에서 위상속도와 감쇠계수가 모두 예측 가능하다는 것을 보여주었다. 그러나 Kimura의 접근 방법은 산란 모델을 회귀분석 식을 이용하여 데이터에 맞춤(fitting) 하였다는 점에서 고주파 산란 메커니즘의 물리적 특성을 제대로 담고 있지 못하는 한계점이 있다.

표 1 다공성 입자 매질의 음향 모델 정리

음향 모델		다공성 매질의 이상화	주요 결과	한계점
Biot 모델	EDFM (2001[5])	• Biot 모델의 프레임 강성을 0 으로 근사 • 다공성 매질의 압축성 계수를 현탁액과 같은 입자 농도의 선형 함수로 표현	• P 파 위상속도는 주파수에 따라 약하게 증가 • P 파 감쇠계수는 저주파에서 f^2, 고주파에서 $f^{0.5}$에 비례 • 입자 크기가 커짐에 따라 P 파 위상속도는 증가, 감쇠계수는 감소	• 실제 해저퇴적물은 약간의 강성을 가짐 • 저주파 영역에서 P 파 위상속도와 감쇠계수를 Biot 모델보다 항상 낮게 예측 • 고주파에서 위상속도의 음 분산 현상과 감쇠계수의 f^4 의존성 및 입자크기에 따른 증가를 설명하지 못함
	BICSQS 모델 (2004[6])	• Biot 모델에 추가적으로 입자 사이의 국소 유동(squirt flow)과 전단 항력의 효과를 반영	• P 파 위상속도는 주파수에 대해 약하게 증가 • P 파 감쇠계수는 저주파에서 f^2, 중고주파에서 f^{1-2}에 비례 • 입자 크기가 커짐에 따라 P 파 위상속도는 증가, 감쇠계수는 감소	• 고주파에서 위상속도의 음 분산 현상과 감쇠계수의 f^4 의존성 및 입자크기에 따른 증가를 설명하지 못함
	BIMGS 모델 (2006[7])	• Biot 모델에 입자 사이의 간극에 국소 유체 유동에 의한 음향 완화 효과와 간극 강성을 반영	• P 파 위상속도는 주파수에 따라 약하게 증가 • P 파 감쇠계수는 저주파에서 f^2, 고주파에서 $f^{0.5}$에 비례 • 입자 크기가 커짐에 따라 P 파 위상속도는 증가, 감쇠계수는 감소(고주파)	• 고주파에서 위상속도의 음 분산 현상과 감쇠계수의 f^4 의존성 및 입자크기에 따른 증가를 설명하지 못함

음향 모델		다공성 매질의 이상화	주요 결과	한계점
GS 모델 (2000 [8])		• 유체/고체 상대 운동 무시하고 입자 간 밀림(grain-shearing)을 통해 음파가 감쇠한다고 가정	• P 파 위상속도는 주파수에 따라 약하게 증가 • P 파 감쇠계수는 f^1에 비례 • 입자 크기가 커짐에 따라 P 파 위상속도와 감쇠계수 증가	• 고주파에서 위상속도의 음 분산 현상과 감쇠계수의 f^4 의존성을 설명하지 못함 • 중저주파에서 감쇠계수의 입자 크기에 따른 감소를 설명하지 못함
산란 모델	QCA 모델 (1982 [44])	• 다공성 매질의 고체 입자를 산란체로 가정하고 입자 간 다중 산란을 통해 음파가 전달한다고 가정 • 입자 간 위치 상관성을 고려한 고차 근사 사용	• P 파 위상속도는 주파수에 따라 감소 • P 파 감쇠계수는 f^4에 비례 • 입자 크기가 커짐에 따라 P 파 위상속도는 감소, 감쇠계수는 증가	• 중저주파에서 약하게 증가하는 위상속도와 감쇠계수의 f^{1-2} 의존성을 설명하지 못함 • 중저주파에서 감쇠계수의 입자 크기에 따른 감소를 설명하지 못함 • 실험에서 계측된 감쇠계수보다 낮은 감쇠계수값 예측
	WT 모델 (1961 [40])	• 다공성 매질의 고체 입자를 산란체로 가정하고 입자 간 다중 산란을 통해 음파가 전달한다고 가정 • 입자 간 위치가 서로 독립적이라고 가정	• P 파 위상속도는 주파수에 따라 감소 • P 파 감쇠계수는 f^4에 비례 • 입자 크기가 커짐에 따라 P 파 위상속도는 감소, 감쇠계수는 증가	• 중저주파에서 약하게 증가하는 위상속도와 감쇠계수의 f^{1-2} 의존성을 설명하지 못함 • 중저주파에서 감쇠계수의 입자 크기에 따른 감소를 설명하지 못함 • 실험에서 계측된 감쇠계수보다 높은 감쇠계수값 예측

음향 모델	다공성 매질의 이상화	주요 결과	한계점
Broadband 모델 (Kimura 의 Biot + 산란 모델, 2011 [26])	• 음파 에너지가 점성 손실과 산란 손실의 선형 합에 의한 감쇠로 소멸된다고 가정 • Biot 모델에 고주파 실험 데이터 및 산란 모델로부터 얻은 회귀분석 식 적용	• P 파 위상속도는 중저주파에서 약하게 증가, 고주파에서 감소 • P 파 감쇠계수는 저주파에서 f^{1-2}, 고주파에서 f^4에 비례 • 입자 크기가 커짐에 따라 고주파에서 P 파 위상속도는 감소, 감쇠계수는 감소(고주파)	• 고주파 산란 모델을 물리적 가정과 이론을 통해 유도한 것이 아니라 실험 데이터 및 산란 모델로부터 얻은 회귀분석 식을 적용했기 때문에 물리적인 근거가 빈약함

3 다공성 매질의 음향 물성 측정 실험

본 연구에서는 서로 다른 입자 크기를 가지는 다섯 종류의 유리구슬 매질(두 종류의 단봉(unimodal) 입도 매질과 세 종류의 이봉(bimodal) 입도 매질)에 대해 주파수에 따른 P파 위상속도 및 감쇠계수를 측정하였다. 본 장에서는 측정 대상인 유리구슬 매질의 물리적 특성을 살펴보고 음향 물성 계산 기법 및 실험 장비와 장치, 그리고 위상속도 및 감쇠계수 측정 결과에 대해 논하겠다.

3.1 유리구슬 (Glass-beads) 매질

음향 실험에 사용된 유리구슬은 독일의 Sigmund-Lindner 사(社)에서 제작된 소다 석회 이산화규소(soda lime silica) 유리구슬이다. 본 연구의 목적인 연속체 및 산란체적 관점을 동시에 적용한 고주파 분산 특성 모델과 직접 비교하기 위하여 입자 크기 분포가 단봉인 S3 매질과 S5 매질을 부피비를 다르게 혼합해 입자 크기 분포가 이봉인 S35 매질을 인위적으로 만들어냈다. S3와 S5 매질은 독일 현지 사에서 주문 제작된 것이다.

3.1.1 입자 크기 분포

S3와 S5 매질은 그림 3.1의 (a)와 같이 단봉(unimodal) 입도 분포를 가진다. S3 매질의 평균 입자 크기는 375 μm ($\phi = 1.4150$), S5 매질의 평균 입자 크기는 625 μm ($\phi = 0.6781$)이다. 여기서 $\phi = -\log_2 d_m/d_0$와 같이 정의되며 d_m은 평균 입자 크기, d_0는 기준 크기인 1 mm 이다. 입자 크기 분포는 표준체(standard sieve)를 이용하여 분류한 후 무게를 측정하여 구분하였다. 실제 S3와 S5 매질의 입자는 그림 3.1의 (b)와 같다. 혼합 매질의 특성을 세분화하기 위해 S3와 S5 매질의 부피비를 각각 3:7, 5:5, 7:3로 나누어 혼합한 S35 매질을 제작하였다. 세 종류의 S35 매질의

입자 크기 분포는 이봉(bimodal) 입도 분포이며 그림 3.1의 (c)와 같다.

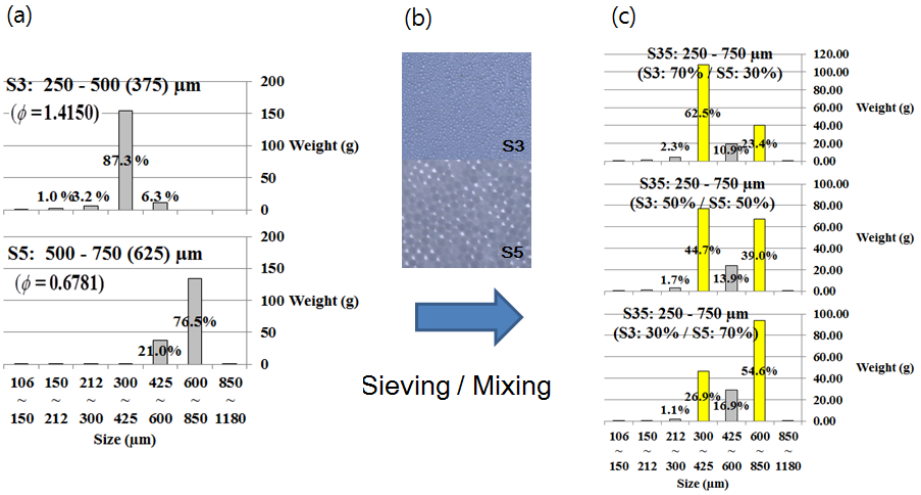

그림 3.1 유리구슬 매질의 입자 크기 분포 및 표본 확대 사진
(a) S3와 S5 매질 입자 크기 분포
(b) S3와 S5 표본 확대 사진 (c) S35 매질 입자 크기 분포

3.1.2 물리적 특성

본 실험에 사용된 유리구슬은 생산자 명세서에 따르면 굴곡도(roundness) 90% 이상인 구 모양을 하고 있으며 2500 kg/m^3 밀도를 가진다. 다공률(porosity)은 헬륨 가스를 이용한 밀도의 변화를 이용해 측정하였다. 그 결과는 표 2에서 나타난 것과 같다.

표 2에 따르면 이봉 입도 혼합 매질의 다공률이 단봉 입도 매질의 다공률보다 낮은 값을 가지는 것을 알 수 있다. 이는 상대적으로 크기가 작은 입자가 큰 입자의 공극을 메워 전체 매질의 공극 크기가 줄었기 때문이다.

표 2 다섯 종류 유리구슬의 평균 입도, 다공률 및 밀도

표본	평균 입도 (μm)	다공률	밀도 (kg/m^3)
S3	375	0.412	
S35 (7:3)	450	0.376	
S35 (5:5)	500	0.365	2500
S35 (3:7)	575	0.364	
S5	625	0.41	

3.2 실험 개요

SAX99(Sediment Acoustics eXperiment in 1999)에서 사용된 위상 지연 타이밍 방법[47]을 기반으로 다공성 매질의 음향 물성을 측정한다. 이 방법은 신호가 통과한 거리를 다르게 설정한 후 수신된 신호들의 위상 및 크기 차이를 이용해 매질의 음향 물성을 계산하는 방법이다. 이때 거리를 설정하는 방법에 따라 여러 가지의 실험 방법이 있다. 본 절에서는 두 가지의 방법을 간단히 소개한다. 위상 지연 타이밍 방법은 뒤에서 상세히 다루도록 하겠다.

① 신호의 송수신기 간 거리를 다르게 하는 실험

신호의 송수신기 간 거리를 다르게 설정하여 수신된 신호에 차이를 주는 방법이다. 그림 3.2와 같이 원통형 수조에 물로 가득 찬 유리구슬 매질을 넣고 송수신기를 매질 안에 위치시킨다. 이때 송수신기 간 거리를 근거리/원거리인 7cm/15cm로 설정하여 각각 실험한다. 또한 음파의 기하학적 전달 효과에 의한 감쇠를 제거하기 위해 청수에서 동일한 방법으로 실험을 반복한다.

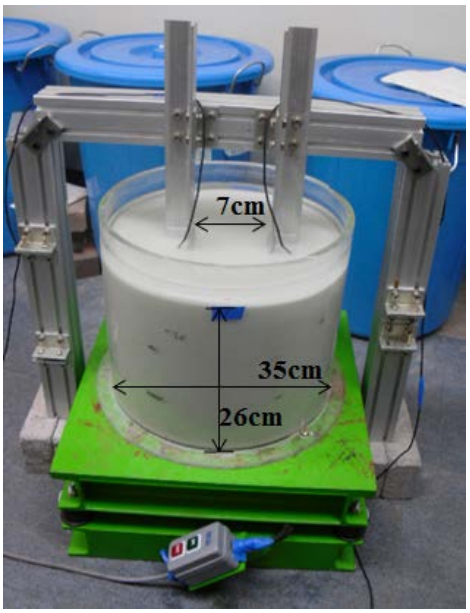

그림 3.2 원통형 수조를 이용한 음향 물성 측정 실험 사진

이 실험 방법은 시료의 안정화에 용이해 안정적인 수신 신호를 얻을 수 있다는 장점이 있지만 매우 많은 양의 시료가 필요하고 송수신기 간 거리가 음파의 먼 거리(far-field distance) 조건을 만족시키지 못하며 또한 송수신기와 시료가 서로 직접 접촉한다는 단점이 존재한다. 본 연구에서는 이와 같은 단점을 보완하는 다음과 같은 실험 방법을 개량하였다.

② 시료를 담는 상자의 너비를 다르게 하는 실험

수신신호의 위상과 크기에 차이를 주기 위해 그림 3.3과 같이 너비가 다른 두 개의 아크릴 상자에 나누어 유리구슬 매질을 담고 실험을 진행하였다. 아크릴 상자는 그림3.3과 같이 너비가 각각 10cm, 20cm인 상자를 이용하였고 송수신기는 70cm 간격으로 고정시켰다. 송수신기와 아크릴 상자간 거리를 최소 25cm로 설정해 음파의 먼 거리 조건을 만족시켰다.

이 방법은 음파의 먼 거리 조건을 만족시키고 소량의 시료로 실험을 진행할 수 있으며 시료와 송수신기가 서로 직접 접촉해 발생할 수 있는 불확실성을 방지한다. 아크릴 상자의 판에 의해 발생할 수 있는 음파의 다중 반사 효과는 너비가 다른 두 상자에서 각각 실험을 진행한 후 그 결과를 비교함으로써 제거하였다.

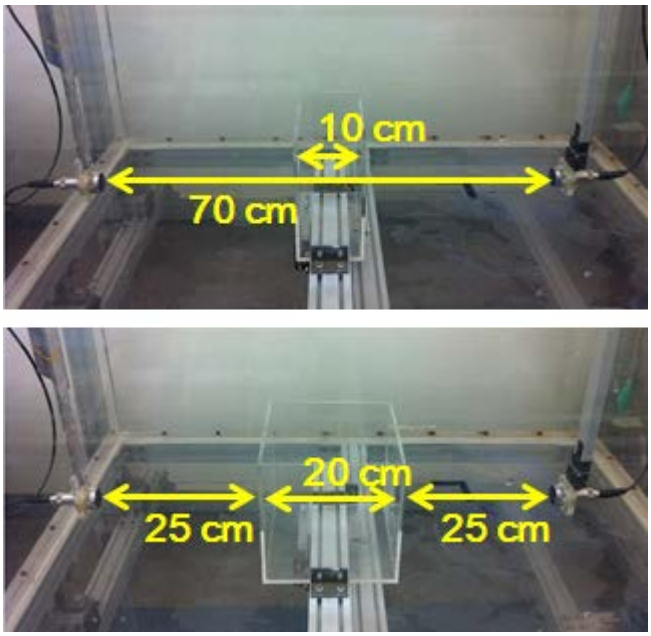

그림 3.3 너비가 다른 두 상자를 이용한 음향 물성 측정 실험 준비 사진

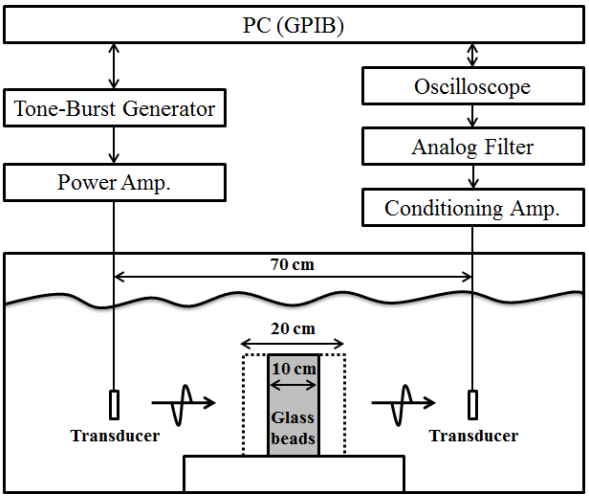

그림 3.4 다공성 매질 음향 물성 측정 실험 개요도

전체적인 실험 개요도는 그림 3.4와 같다. 우선 각 유리구슬은 공기방울 제거를 목적으로 대략 1시간 정도 끓여진다. 유리구슬이 실험실 온도(17-18℃)에 맞게 식으면 아크릴 상자에 담기고 실험 매질 입자의 균일한 배치와 밀한(dense) 상태를 만들기 위해 진동기를 이용한 패킹(packing)을 거치게 된다. 이후 유리구슬 매질 상자는 물로 채워진 음향 수조 안에 놓여진다.

실험에 사용되는 송신 신호는 파형발생기에서 발생된 후 증폭기를 통해 증폭된다. 이 신호는 트랜스듀서(transducer)를 통해 매질로 전달되고 반대편 트랜스듀서를 통해 수신된 신호는 오실로스코프(oscilloscope)에 표시된다. 오실로스코프에 수신된 신호는 다시 PC로 전달되어 저장 후 처리하게 된다. 이 과정은 총 5번 반복 시행되며, 너비가 다른 상자에 담긴 매질에 대해서도 같은 과정이 반복 시행된다.

3.2.1 실험 장비

본 실험에서는 실험 목표에 따라 고주파 대역 실험에 맞는 두 종류의 트랜스듀서를 사용하였다. 또한 파형 발생을 위한 파형 발생기와 송신 신호의 증폭을 위한 증폭기, 신호의 수신 및 제어를 위한 오실로스코프 등을 사용하였다. 실험의 흐름은 PC를 이용해 제어되었고 통신 접속 장치 GPIB가 사용되었으며 제어 명령 프로그램은 Matlab을 이용하였다.

① 트랜스듀서 (Transducer)

트랜스듀서는 Panametrics 사(社)에서 제작된 V301과 V302 모델을 사용하였으며 주요 사양 및 특징은 표 3과 같다. 표 3에 따르면 V302 모델의 근 거리 조건은 10.4 cm이다. 그림 3.3과 같이 트랜스듀서와 아크릴 상자 간 거리를 10.4cm보다 먼 25cm로 설정해 송수신 신호를 평면파로 가정할 수 있는 조건을 충족시켰다.

표 3 트랜스듀서의 주요 사양 및 특징

트랜스듀서	중심 주파수 (측정 주파수)	직경, D	파장, λ	근 거리 조건, $N = D^2/4\lambda$
V301	500 kHz (400−700 kHz)	25 mm	3 mm	5.2 cm
V302	1000 kHz (500−1100 kHz)	25 mm	1.5 mm	10.4 cm

② 신호 유형

본 실험에 사용된 송신 신호는 1주기 사인펄스(sine pulse)이다. 짧은 주기의 신호는 상대적으로 넓은 범위의 주파수 대역의 성분을 가지고 있기 때문에 본 실험 목적에 부합한다. 그러나 짧은 주기의 신호는 상대적으로 낮은 스펙트럼의 크기를 가지고 있어 이를 보완하기 위해 송신신호를 최대 크기인 10V로 발생시켰다. 이후 증폭기를 통해 40dB 증폭시켜 에너지의 크기를 최대화하였다. V301과 V302 트랜스듀서를 통해 청수(pure water)에서 수신된 신호의 주파수 스펙트럼은 그림 3.5와 같다.

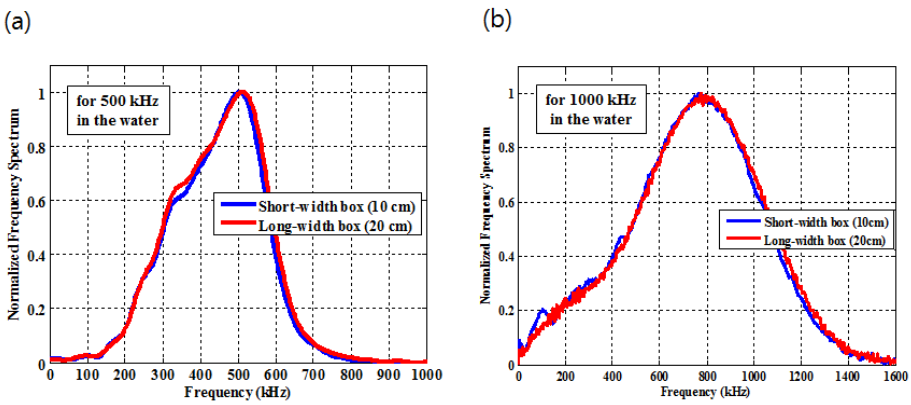

그림 3.5 청수에서 측정된 신호의 주파수 대역 특성
(a) V301 (500 kHz) (b) V302 (1000 kHz)

3.2.2 P파 위상속도 계산 기법

P파 위상속도 계산은 SAX99(Sediment Acoustics eXperiment in 1999)에서 사용된 위상 지연 타이밍 방법(phase-delay timing method)을 적용하였다[47]. 그림 3.6의 아크릴 상자와 같이 송신 신호가 시료를 통과하는 거리를 10cm(r_{s1})와 20cm(r_{s2})로

달리하여 각각 수행되며 이때 수신된 두 신호 사이의 위상차이를 이용해 위상속도를 계산하게 된다.

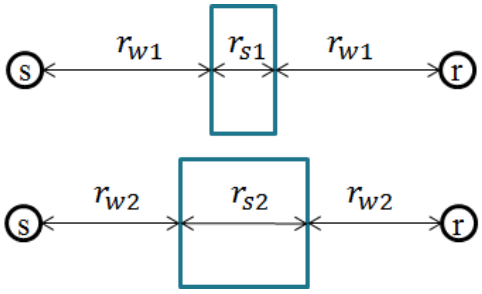

그림 3.6 너비가 다른 두 종류의 상자를 이용한 실험 개요도

그림 3.6으로부터 유리구슬 매질 내 위상속도는 다음과 같이 구할 수 있다.

$$c_p = \frac{\omega d_s}{2\pi n + \Delta\phi - \omega d_w / c_w} \tag{3.1}$$

여기서 ω는 각주파수, n은 wrapping number, $\Delta\phi$는 wrapped phase delay, c_w는 물에서 위상속도를 의미한다. d_s와 d_w는 신호가 통과한 시료 내부 및 외부 경로의 거리 차이 값으로 $d_s = r_{s2} - r_{s1}$, $d_w = r_{w1} - r_{w2}$로 정의되며 본 실험에서 d_s와 d_w는 0.1m이다.

식 (3.1)에서 wrapped phase delay는 수신 신호들의 푸리에 변환(Fourier transform) 값으로부터 얻을 수 있고, 식 (3.2)와 같이 표현된다.

$$\Delta\phi = \tan^{-1} \frac{Im\left\{\frac{R_{s1}}{|R_{s1}|} \times \frac{|R_{s2}|}{R_{s2}}\right\}}{Re\left\{\frac{R_{s1}}{|R_{s1}|} \times \frac{|R_{s2}|}{R_{s2}}\right\}} \tag{3.2}$$

여기서 R_{s1}와 R_{s2}는 각각 10cm와 20cm의 시료를 통과한 신호의

푸리에 변환값을 의미한다. 식 (3.2)의 wrapped phase delay는 $-\pi$ 에서 π 사이의 값을 가지는데 위상속도 계산 시 wrapping number, n을 적절히 조절해주어 물리적으로 타당한 값을 도출하게 된다.

3.2.3 P파 감쇠계수 계산 기법

P파 감쇠계수 계산에는 위상속도 계산과 마찬가지로 SAX99에서 사용된 스펙트럼 진폭 방법(spectral amplitudes method)이 사용되었다[47]. 그림 3.6과 같이 수신된 두 신호의 스펙트럼 진폭의 비를 이용한 감쇠계수 계산식은 다음과 같다.

$$\alpha_p = \frac{1}{|d_s|} ln \frac{|R_{s1}|}{|R_{s2}|} \tag{3.3}$$

3.3 실험 결과

본 절에서는 3.2절에서 설명한 실험 과정을 통해 400−1100 kHz 주파수 범위에서 다섯 종류의 유리구슬 매질에 대한 위상속도와 감쇠계수 결과를 설명하겠다. V301 트랜스듀서를 통해 400−700 kHz 주파수 범위의 결과를 얻었고, V302 트랜스듀서를 통해 500−1100 kHz 주파수 범위의 결과를 얻었다. 두 범위 중 겹치는 500−700 kHz 주파수 대역의 결과가 일치했고 따라서 일관성 있는 실험 결과를 확보하였다는 것을 밝혀둔다.

3.3.1 입도 및 주파수 분산 특성의 2차원 분석

다섯 종류의 유리구슬 매질에 대해 400−1100 kHz 주파수 범위에서 측정된 정규화 위상속도(normalized phase speed)와 감쇠계수는 그림 3.7과 같다. 그림 3.7의 (a)는 청수에서

위상속도 (c_w) 에 대해 정규화 위상속도의 주파수 분산 특성을 나타내고 (b)는 감쇠계수의 주파수 별 특성을 로그 스케일로 나타낸다. 다섯 종류의 유리구슬 매질은 각각 색을 다르게 표기하여 구분하였다.

그림 3.7의 (a)에서 우선 단봉 입도 분포를 가지는 S3와 S5의 위상속도를 비교해보면 평균 입도가 큰 S5의 위상속도가 400-1100 kHz 주파수 범위에서 S3의 위상속도보다 낮으며 주파수에 대한 분산의 정도가 더 강하게 나타난다. S3와 S5 두 매질의 다공률은 각각 0.412와 0.41로 거의 차이가 없기 때문에 결국 평균 입도의 차이가 위상속도의 값 및 음 분산 경향에 기인한 것으로 보인다. 따라서 평균 입도가 클수록 400-1100 kHz 주파수 범위에서 다공성 입자 매질의 위상속도는 낮고 분산 경향이 크게 나타난다.

또한 이봉 입도 혼합 매질을 포함한 다섯 종류의 유리구슬 매질 위상속도가 400-1100 kHz 주파수 범위에서 모두 음 분산 경향을 나타내는 것을 알 수 있다. 매질의 평균 입도가 가장 작은 S3 매질의 경우 위상속도의 음 분산 정도가 가장 약하고, 반대로 평균 입도가 가장 큰 S5 매질의 위상속도의 음 분산 경향이 가장 강하게 나타난다. 이봉 입도 혼합 매질의 경우 음 분산 경향이 S3 매질보다 강하게 나타나는데 이는 S3 매질보다 평균 입도가 큰 S5 매질이 혼합된 영향으로 보인다. 또한 400-650 kHz 범위에서 이봉 입도 혼합 매질의 위상속도가 단봉 입도 분포를 가지는 매질(S3, S5)의 위상속도보다 높게 나타난다. 이는 이봉 입도 혼합 매질의 다공률이 단봉 입도 매질보다 낮고 단봉 입도 매질과 비교하여 상대적으로 더욱 밀한 매질이기 때문이다. 결국 S35 혼합매질의 위상속도는 400-650 kHz 범위에서 S3와 S5 매질의 위상속도보다 약간 높은 위상속도를 보이다가 S5 매질 입자의 영향으로 인한 강한 음 분산 경향으로 650-1000 kHz 주파수 범위에서는 S3 매질의 위상속도보다 낮은 값을 나타내게 된다.

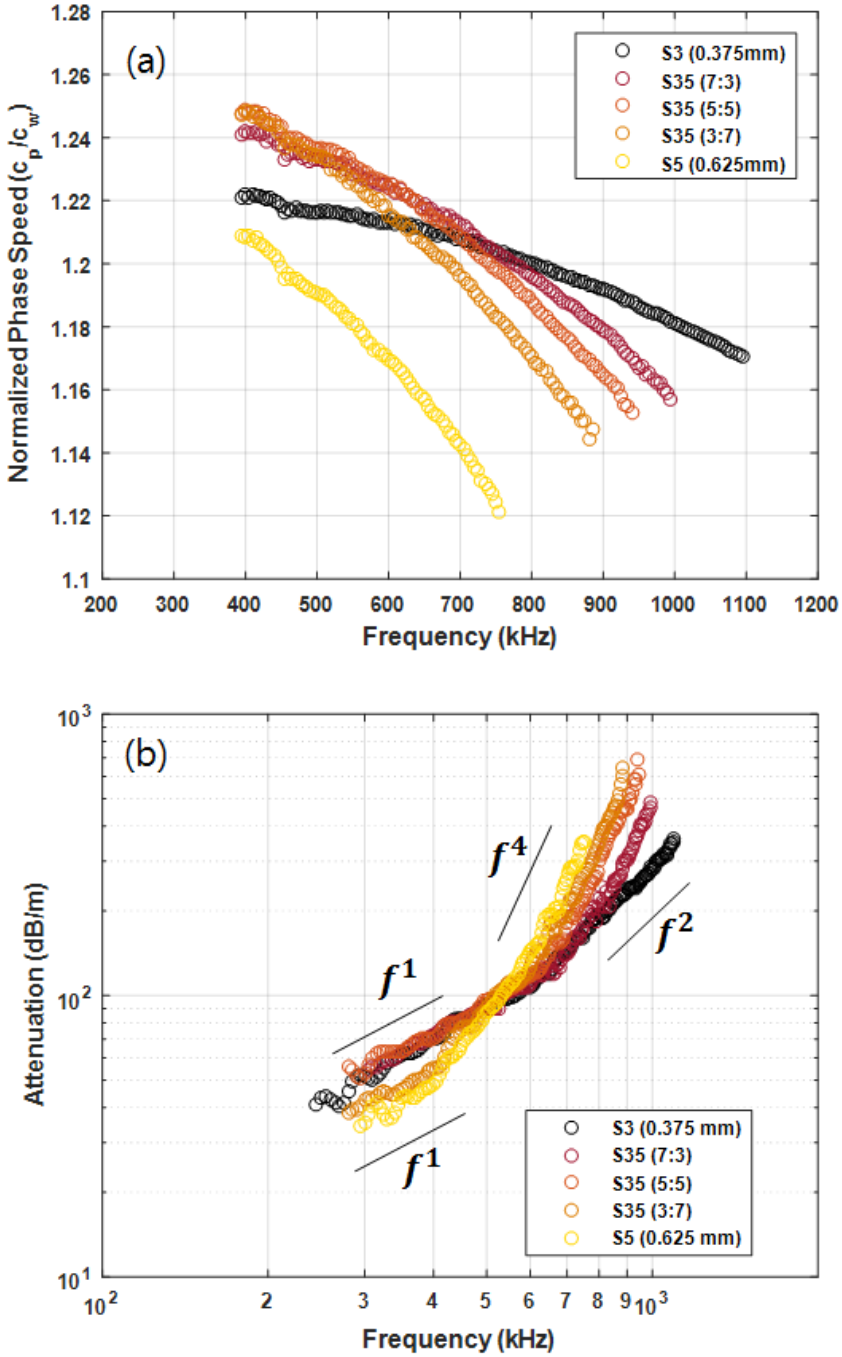

그림 3.7 다섯 종류의 유리구슬 매질에 대해 400−1100 kHz 주파수 대역에서 측정된 (a) 정규화 위상속도 (b) 감쇠계수

감쇠계수 결과는 그림 3.7의 (b)와 같다. 다섯 종류의 유리구슬 매질의 입자크기에 따른 감쇠계수의 변화는 다음과 같다. 300-500 kHz 주파수 범위에서는 평균 입도가 클수록 상대적으로 낮은 감쇠계수 값이 나타난다. 이는 Biot 모델로 설명이 가능한데 Biot 모델의 주요 손실 메커니즘은 입자와 공극수의 상대적인 움직임에 기인한다. 즉, 입자의 크기가 작은 매질의 경우 공극수가 흐르는 공간이 작으며 공극 크기 인자 및 침투율 또한 작아지게 된다. 이때 공극 내 국소 유체 흐름에 의한 점성 손실과 입자와 공극수의 접촉에 의한 항력이 더욱 크게 작용하여 에너지의 손실이 증가하게 된다. 한편, 감쇠계수의 주파수 의존성은 300-500 kHz 주파수 범위에서 주파수의 1승에 비례하는 것으로 나타났다. 이것은 Biot 모델의 확장형 모델인 Chotiros의 BICSQS 모델로 설명 가능하다.

500-1100 kHz 주파수 범위에서는 고주파 영역의 산란 메커니즘의 영향으로 입자 크기가 큰 매질에서 더 높은 감쇠계수 값이 나타난다. 다중 산란 모델에 의한 감쇠계수의 주파수 의존성은 주파수의 4승에 비례하며 이는 본 실험 결과 중 S5 매질의 500-750 kHz 주파수 범위의 감쇠계수 결과와 일치한다.

이봉 입도 혼합 매질의 감쇠계수는 300-1100 kHz 주파수 범위에서 단봉 입도 매질(S3, S5)의 감쇠계수 값 사이에 위치한다. 특히 500-1100 kHz 주파수 범위에서 주파수 의존성이 $f^{2.5}$부터 f^{4}까지 다양하게 나타난다. 이는 부피비를 다르게 하여 혼합했기 때문에 S3와 S5 매질 입자의 영향이 각각 다르게 나타난 것이다. 같은 주파수 범위에서 감쇠계수에 대한 매질 입자 크기의 영향이 강하게 나타나는 이유는 다중 산란 메커니즘의 영향으로 설명 가능하다.

3.3.2 단봉 입도 매질 실험 결과와 선행 실험 연구 비교

본 유리구슬 매질 실험 결과 중 단봉 입도 매질 실험 결과를 네 개의 선행 연구의 실험 결과와 직접 비교하였다. 네 개의 선행 연구를 비교 대상으로 선정한 이유는 매질의 종류와 입자 크기가 본 실험 매질과 비슷하여 결과를 비교했을 때 본 실험 결과의 신뢰성을 확보할 수 있기 때문이다.

이봉 입도 혼합 매질의 경우 발표된 실험 연구가 없기 때문에 본 절에서는 단봉 입도 매질 실험 결과만 비교하였다. 비교 대상 선행 연구의 실험 내용은 표 4에 정리하였으며 비교 결과는 그림 3.8과 같다. 본 연구와 선행 연구 사이의 비교는 Rayleigh 변수 kd에 대해 수행하였다. 여기서 k는 청수에서의 위상속도 1450 m/s를 도입한 기준 파수(reference wavenumber)이고 d는 평균 입도(mean grain diameter)이다.

표 4 선행 실험 연구 내용 정리

저자	주파수	입자 종류 (평균 입도/다공률)	측정 음향 물성	분석 기법
Schwartz & Plona (1984 [21])	300– 2000 kHz	유리 구슬 (545 μm / 0.38)	P파 위상속도, 감쇠계수	수신 신호 간 주파수 스펙트럼 위상 차와 진폭 비교
K. I. Lee 등 (2007 [24])	300– 1000 kHz	모래 (425 μm / 0.38)		
K. H. Lee 등 (2009 [48])	400– 1100 kHz	유리 구슬 (375, 625 μm / 0.38)		
Kimura (2011 [26])	300– 700 kHz	유리 구슬 (451, 642 μm / 0.375, 0.384)		

선행 연구와 본 실험 간 kd에 따른 P파 위상속도 비교는 그림 3.8의 (a)와 같다. P파 위상속도는 청수에서의 위상속도에 대해 정규화하였다. Schwartz와 Plona(SP)의 실험결과는 본 연구의 결과와 마찬가지로 위상속도가 주파수에 따라 음 분산의 경향을 가진다. K. I. Lee 등(LHKY)의 위상속도 결과 또한 주파수에 따른 음 분산 경향을 나타내며, K. H, Lee 등(LPS)과 Kimura의 결과 모두 주파수에 대한 위상속도의 음 분산 경향을 가진다. SP의 연구와 Kimura의 연구 결과로부터 위상속도의 음 분산이 $kd \approx 0.5$ 부터 시작된다는 것을 알 수 있다. 또한 kd가 증가할수록 위상속도의 음 분산 경향이 증가하는 것은 산란 메커니즘과 연관이 있다고 볼 수 있다. 위상속도 값은 LHKY의 결과를 제외한 모든 실험 결과가 오차 ±0.05 범위 내에 존재하는데 이것은 LHKY의 실험 매질이 유리구슬이 아닌 모래이기 때문에 물리적 특성의 차이가 존재하기 때문이다.

본 실험에서 계측한 P파 감쇠계수와 4개의 선행 연구의 결과 비교는 그림 3.8의 (b)와 같다. Schwartz와 Plona(SP)의 실험은 본 실험의 S5 매질에 대한 감쇠 계수 결과와 비슷한 결과를 보이고 있으며, 감쇠계수가 f^4 에 비례하여 증가한다. 이는 산란에 의한 효과로 해석된다. K. I. Lee 등(LHKY)의 연구 결과는 본 연구의 S3와 S5 매질의 감쇠계수의 중간 값과 유사하며, 주파수의 의존성이 f^1 부터 f^4 까지 증가하는 경향을 보인다. K. H. Lee 등(LPS) 및 Kimura는 다양한 크기의 매질에 대해 실험했는데 실험 결과 중 본 실험의 유리구슬 매질과 크기가 비슷한 두 종류의 매질의 결과만 직접 비교하였다. LPS와 Kimiura의 결과를 살펴보면 특정 주파수에서 입자 크기가 큰 매질의 감쇠계수가 더 낮게 나타나는 것을 알 수 있다. 이 현상은 본 실험의 300−500 kHz 주파수 범위의 실험 결과 경향과 일치하며 Biot 모델의 특성으로 설명 가능하다.

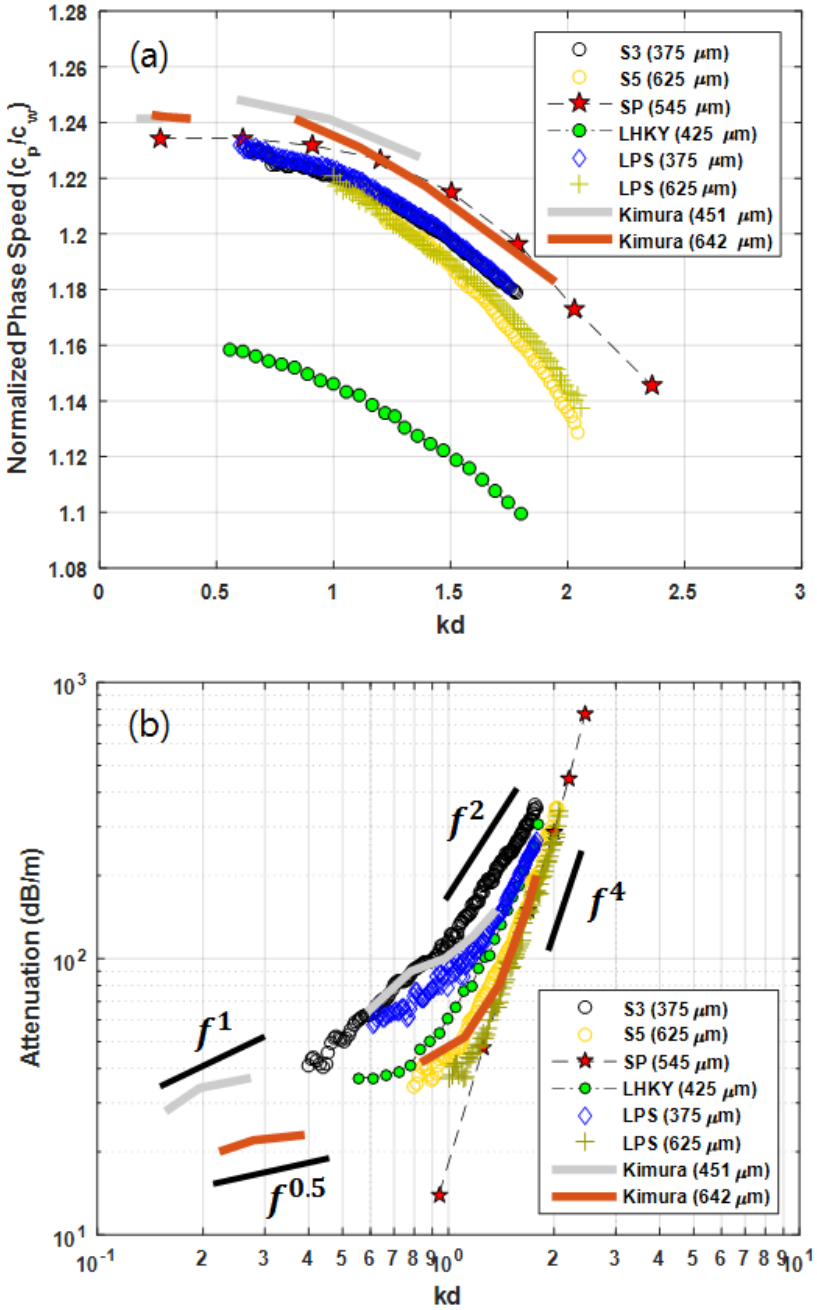

그림 3.8 Rayleigh 매개 변수 kd에 따른 실험 연구 비교
(a) 정규화 위상속도 (b) 감쇠계수

종합적으로 Rayleigh 매개 변수 kd에 따른 감쇠계수의 변화를 살펴보면 $\mathrm{kd} > 1$ 영역에서 주파수 의존성이 f^1 보다 커짐을 알 수 있다. 본 실험의 S3 매질의 경우 $\mathrm{kd} > 1$ 영역에서 주파수 의존성이 f^1 부터 f^2 까지 변화하고 S35(7:3), S35(5:5), S35(3:7), S5 매질의 경우 $f^{3.5}$ 부터 f^4 사이의 주파수 의존성을 보여준다. 이 영역에서의 주파수 의존성 변화는 산란 메커니즘과 Biot 모델의 점성 손실, 입자 간 접촉 등과 같은 감쇠 메커니즘의 경쟁으로 설명된다.

$\mathrm{kd} < 1$의 경우, Kimura의 실험 결과 중 입자 크기가 큰 매질에서 감쇠계수의 주파수 의존성이 $f^{0.5}$ 에 비례하게 나타나며, 다른 실험 결과들의 주파수 의존성은 f^1 에 가까운 경향을 따른다. 이 영역에서의 이러한 주파수 의존성 변화는 Biot 모델의 점성 손실로 설명된다.

3.3.3 단봉 입도 매질 실험 결과와 음향 모델 비교

본 유리구슬 매질 실험 결과 중 단봉 입도 매질 실험 결과를 2절에서 언급한 다공성 매질의 음향 모델 예측값과 직접 비교한다. 데이터-모델 결과 비교는 기존 음향 모델의 물리적 적합성을 판단하고 고주파 영역의 음향 물성 설명을 위한 모델 개발의 기초 자료가 된다. 이봉 입도 혼합 매질에 대해서는 발표된 모델이 없기 때문에 본 절에서는 단봉 입도 매질 실험 결과만 비교한다. 모델에 의한 예측값 계산에 사용된 변수는 표 5에 정리하였다.

3.3.3.1 Biot 모델과 본 실험 결과 비교

2.1절에서 설명한 Biot 모델의 세 종류인 EDFM과 BICSQS 모델, 그리고 BIMGS 모델을 본 실험의 P파 정규화 위상속도 및 감쇠계수와 비교한다. 그림 3.9의 (a)에서 세 종류의 Biot 모델은 단봉 입도 매질 실험 결과에서 나타나는 주파수에 따른 위상속도의

음 분산 경향을 예측하지 못한다. Biot 모델은 주로 1.16−1.18 범위에서 주파수에 따라 거의 일정한 위상속도를 예측하는데 이는 측정 주파수 범위가 400−1000 kHz의 범위이므로 고주파 영역에서 위상속도가 일정한 값에 수렴하는 Biot 모델에 따른 결과이다.

그림 3.9의 (b)에서 감쇠계수의 Biot 모델−측정 데이터 간 비교 결과를 확인할 수 있다. 감쇠계수의 주파수 의존성을 살펴보면 EDFM과 BIMGS 모델의 예측값은 $f^{0.5}$ 에 비례하여 증가하고 BICSQS 모델의 감쇠계수 주파수 의존성은 f^{1} 부터 f^{2} 까지 변화한다. EDFM에 의한 감쇠계수는 BICSQS 모델이나 BIMGS 모델의 감쇠계수보다 낮게 나타난다. 이는 EDFM에서 다공성 매질 프레임의 강성을 무시하고 프레임의 부피탄성계수와 횡탄성계수를 0으로 설정하여 다공성 매질 프레임의 강성에 의한 감쇠 효과가 줄었기 때문이다.

또한 Biot 모델에서 입자 크기가 큰 매질(S5)의 감쇠계수가 더 낮게 나타난다. 이는 본 실험 결과의 300−500 kHz 주파수 범위의 결과에 부합한다.

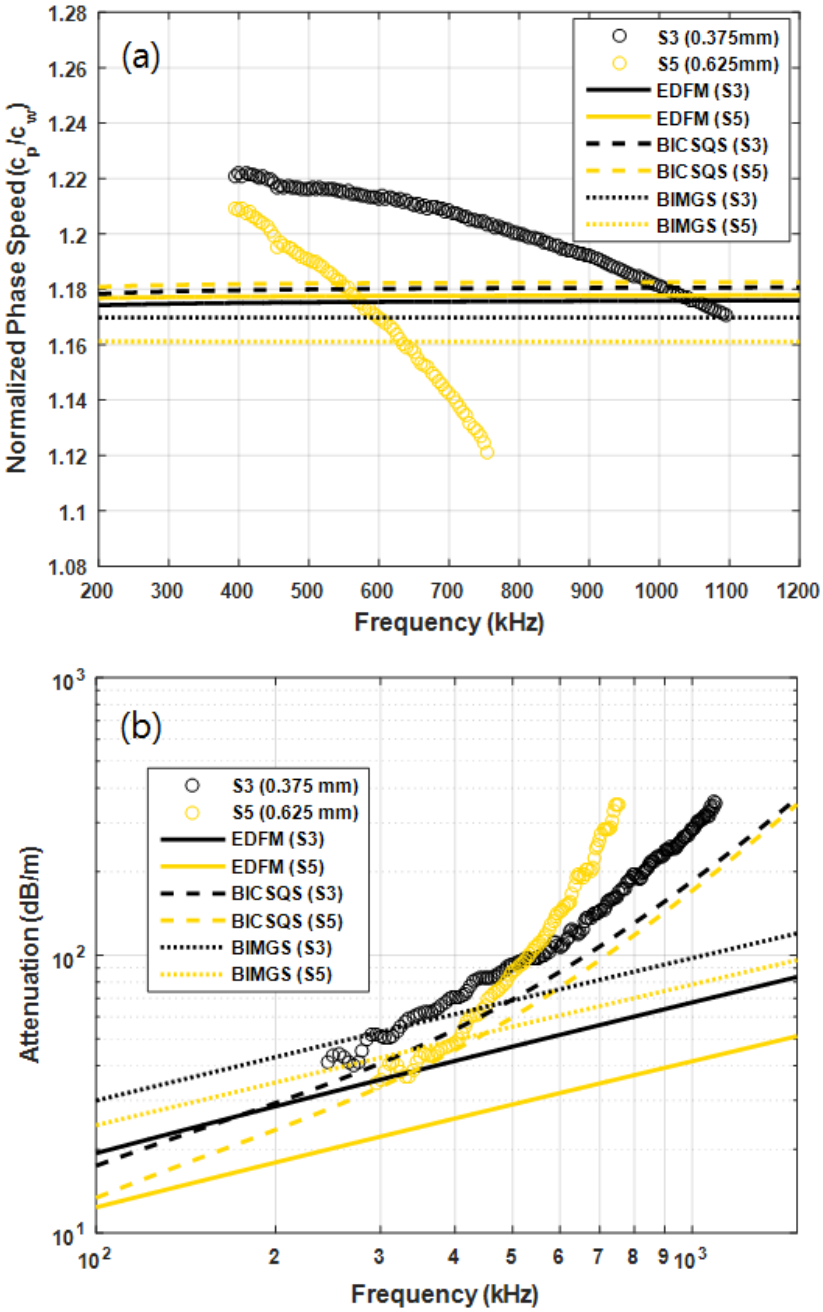

그림 3.9 단봉 입도 매질에 대한 실험 계측값과 Biot 모델 예측값 비교
(a) 정규화 위상속도 (b) 감쇠계수

3.3.3.2 GS 모델과 본 실험 결과 비교

본 실험 결과를 GS 모델과 비교한 결과는 그림 3.10과 같다. 우선 P파 정규화 위상속도의 경우, GS 모델은 주파수에 대해 약하게 증가하는 결과를 보여준다. 이것은 본 실험 결과에서 나타나는 주파수에 대한 음 분산 경향과 맞지 않는 예측 결과이다.

GS 모델의 P파 감쇠계수는 모든 주파수 범위에서 주파수에 선형적으로 비례하는 결과를 보인다. 본 실험 결과 중 250-600 kHz 주파수 범위에서 입자 크기가 작은 S3 매질의 감쇠계수와 거의 일치하며 주파수 경향성 또한 동일하다. 그러나 GS 모델은 입자 크기가 큰 매질(S5)에서 더 높은 감쇠계수가 나타나는 것과 600-1000 kHz 주파수 범위에서 감쇠계수의 주파수 의존성이 f^2부터 f^4까지 나타나는 것을 설명하지 못하는 한계가 있다.

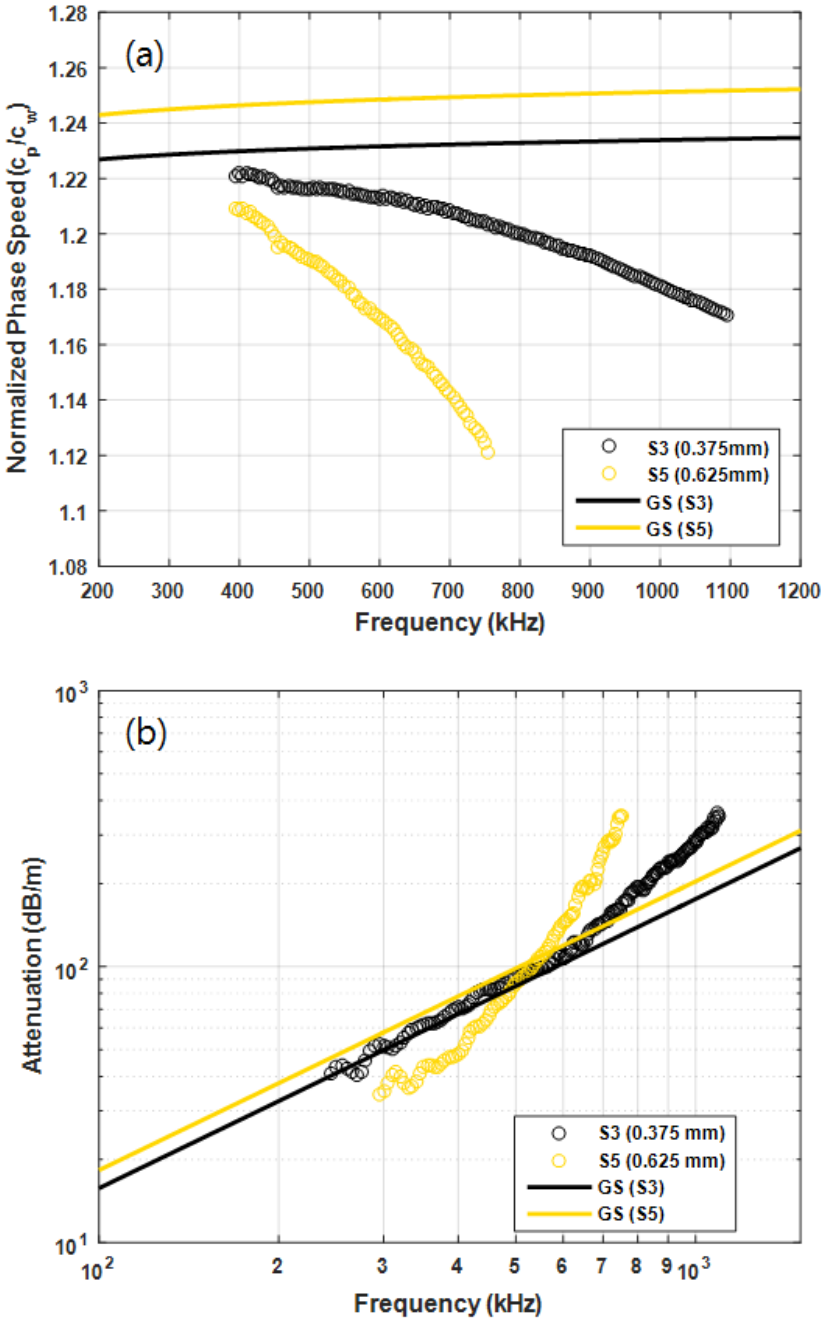

그림 3.10 단봉 입도 매질에 대한 실험 계측값과 GS 모델 예측값 비교
(a) 정규화 위상속도 (b) 감쇠계수

3.3.3.3 Multiple Scattering 모델과 본 실험 결과 비교

본 실험 결과와 QCA 및 WT 다중 산란 모델과 비교한 결과는 그림 3.11과 같다. 우선 P파 정규화 위상속도의 경우(그림 3.11의 (a)), 다중 산란 모델은 주파수가 증가하면서 음 분산하는 결과를 보여준다. 이것은 본 실험 결과에서 나타나는 주파수에 대한 음 분산 경향과 일치한다. 하지만 QCA 모델은 굵은 입자 매질인 S5의 650-800 kHz 주파수 범위의 위상속도보다 높게 나타나는 것을 제외하면 실험 계측값보다 낮게 예측한다. WT 모델은 매우 강한 음 분산 경향을 예측하며 실험 계측값과 QCA 모델에 의한 위상속도 예측값보다 낮은 위상속도를 보여준다.

다중 산란 모델의 감쇠계수(그림 3.11의 (b))는 주파수의 4승에 비례해 증가한다. 이는 본 실험 결과 중 입자 크기가 큰 매질(S5)의 400-750 kHz 주파수 범위의 감쇠계수의 경향과 일치한다. 그러나 QCA 모델의 감쇠계수는 실험 계측값보다 낮고, WT 모델의 감쇠계수는 작은 입자 매질인 S3의 250-400 kHz 주파수 대역을 제외하면 S3와 S5에서 모두 계측값보다 높다.

QCA 모델과 WT 모델의 위상속도와 감쇠계수 예측값이 다르게 나타나는 이유는 다음과 같다. QCA 모델은 WT 모델과 다르게 매질을 구성하는 입자의 위치 상관관계를 고려해주는 고차 근사 방법이다. 따라서 QCA 모델에서는 음파의 산란 횟수가 WT 모델보다 많고 음파의 재방사(re-radiation) 효과가 크기 때문에 매질을 통과한 음파의 에너지가 더 높게 된다. 결국 QCA 모델의 감쇠계수 값이 WT 모델의 값보다 낮게 나타난다.

입자 크기에 따른 음향 물성의 변화를 살펴보면 두 다중 산란 모델에서 입자 크기가 큰 매질이 더 낮은 위상속도를 가지며 더 높은 감쇠를 나타낸다. 이것은 본 실험 결과 중 500-1000 kHz 주파수 범위에서 입자 크기가 큰 S5의 감쇠계수가 입자 크기가 작은 S3의 감쇠계수보다 높게 나타나는 것을 설명해준다.

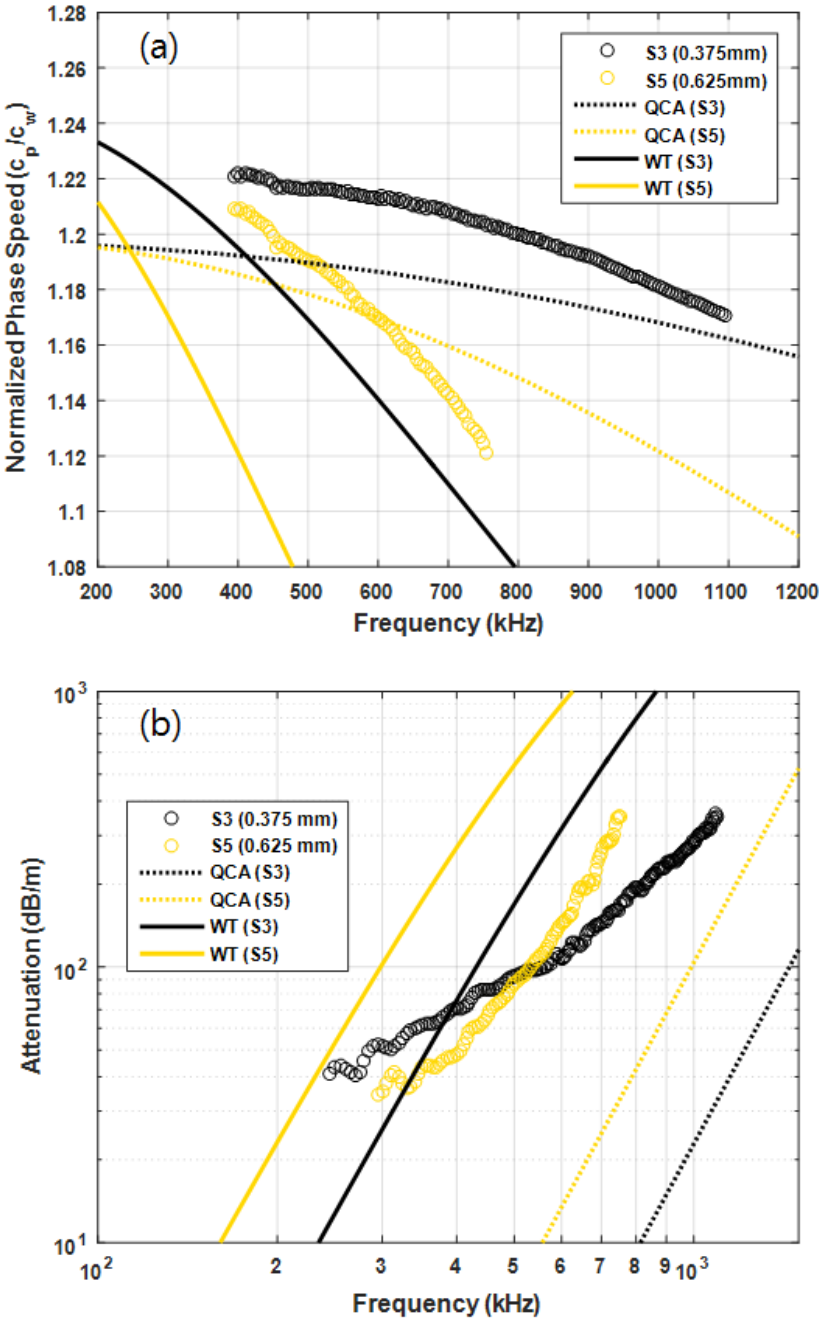

그림 3.11 단봉 입도 매질에 대한 실험 계측값과 QCA 및 WT 다중 산란 모델 예측값 비교 (a) 정규화 위상속도 (b) 감쇠계수

표 5 단봉 입도 유리구슬 매질에 대한 음향 물성 계산에 사용된 모델 변수

매개 변수		S3	S5
평균 입자 크기	d (mm)	0.375	0.625
입자 밀도	ρ_s (kg/m^3)	2500	2500
입자 부피탄성계수	K_r (Pa)	3.6×10^{10}	3.6×10^{10}
유체 밀도	ρ_f (kg/m^3)	1000	1000
유체 부피탄성계수	K_f (Pa)	2.1×10^{9}	2.1×10^{9}
유체 점성계수	η (Pa · s)	0.001	0.001
다공률	β	0.412	0.41
침투율	κ (m^2)	1.6×10^{-10}	4.3×10^{-10}
공극 크기 인자	a_p (m)	8.8×10^{-5}	1.4×10^{-4}
부가 질량 인자	c	1.25	1.25
HM 부피탄성계수	$K_{b\mathrm{HM}}$ (Pa)	5.22×10^{7}	5.09×10^{7}
BIMGS 부피탄성계수	$K_{b\,(100\,\mathrm{kHz})}$ (Pa)	3.00×10^{8}	5.70×10^{8}
프레임 횡탄성계수	μ_r (Pa)	0.05×10^{8}	0.05×10^{8}
부피탄성계수 차	K_y (Pa)	0.1×10^{9}	0.1×10^{9}
전단 로그 감소율	δ_s	0.15	0.15
형상비	α	5.53×10^{-4}	2.00×10^{-4}
입자 Poisson 비	σ_r	0.15	0.15
부피 완화 주파수	f_k (kHz)	100	100
전단 완화 주파수	f_μ (kHz)	80	80
종방향 강성계수	γ_{po} (Pa)	3.89×10^{8}	3.89×10^{8}
횡방향 강성계수	γ_{so} (Pa)	4.59×10^{8}	4.59×10^{8}
변형 경화 지수	n	0.0582	0.0152
rms 입자 거칠기	Δ (μm)	1	1
기준 입자 크기	d_o (mm)	1	1
기준 다공률	β_o	0.377	0.377

4 이봉 입도 혼합 매질에 대한 모델 개발

본 장에서는 3장의 모델-데이터 비교 검증 결과를 토대로 이봉 입도 분포를 가지는 다공성 혼합 매질의 고주파 감쇠계수 예측 모델 개발에 대해 설명하겠다.

4.1 Biot 모델 - Biot 변수

단봉 입도 매질(S3, S5)과 이봉 입도 혼합 매질(S35) 간의 물리적 특성 차이는 매질을 구성하는 입자의 크기와 다공률에서 찾을 수 있다. 단봉 입도 매질과 비교해 이봉 입도 혼합 매질은 입자 크기와 공극의 크기가 매질의 혼합 비율에 따라 달라진다. 또한 매질을 구성하는 입자의 배치가 변화함에 따라 공극수의 흐름과 연관된 변수들이 영향을 받는다. Biot 모델의 13개의 변수 중에 입자의 크기 및 다공률에 영향을 받는 변수는 침투율, 다공률, 공극 크기 인자이다. 이 중 측정 변수인 다공률을 제외한 침투율과 공극 크기 인자는 추정식을 사용해 계산하므로 침투율 및 공극 크기 인자에 이봉 입도 분포를 고려한 Biot 모델 결과를 유도하였다.

Biot 모델에서 침투율은 Kozeny-Carman 관계식에 의해 아래와 같이 정의된다.

$$\kappa = \left(\frac{d^2}{36\kappa_0}\right)\left(\frac{\beta^3}{(1-\beta)^2}\right) \tag{4.1}$$

여기서 d는 입자크기, β는 다공률, κ_0는 공극의 형상과 부가 질량 인자에 의해 결정되는 상수이다. Hovem과 Ingram의 연구에 따르면 이상적인 구형 입자로 구성된 다공성 매질의 경우 $\kappa_0 = 5$로 놓을 수 있고 공극 크기 인자는 입자크기와 다공률의 함수로 다음과 같이

표현된다[14].

$$a_p = \frac{d}{3}\frac{\beta}{1-\beta} \tag{4.2}$$

한편, Rumpf와 Gupte의 연구에 따르면 다양한 크기의 입자로 구성된 혼합 매질에서 Kozeny-Carman 관계식은 아래와 같은 유효 입자 크기(effective grain size) d_{eff}를 적용한 일반화된 식으로 나타난다[49, 50].

$$\frac{1}{d_{eff}} = \frac{\int d'^2 n(d')dd'}{\int d'^3 n(d')dd'} \tag{4.3}$$

여기서 $n(d')$는 입자 크기가 d'인 입자의 개수 분포를 나타낸다. 식 (4.3)의 유효 입자 크기는 다양한 크기를 가지는 입자들의 부피 총합을 입자들이 차지하는 유효 면적으로 나눈 값으로 정의된다. 이는 침투율이 입자 사이의 공극수가 흐르는 유효 공간에 의존하기 때문이다. 여러 크기를 가지는 입자들을 하나의 유효 크기를 가지는 입자로 간주하면 유효 입자가 차지하는 공간을 제외한 나머지 공극의 유효 공간은 자연히 계산된다.

크기 분포가 이산(discrete) 분포인 경우 식 (4.2)는 다음과 같은 식으로 표현된다.

$$\frac{1}{d_{eff}} = \frac{\sum_i d_i^2 n_i}{\sum_i d_i^3 n_i} \tag{4.4}$$

개수 분포 n_i는 i번째 입자의 질량 m_i, 직경 d_i, 밀도 ρ_i를 이용해 $n_i = 6m_i/(\pi\rho_i d_i^3)$로 나타낼 수 있다. 본 연구의 실험에서 사용된 다섯 종류의 매질은 밀도가 동일한 값을 가지므로 다음과 같이 각 매질의 부피비(volume fraction) Φ_i를 이용해 유효 입자 크기를 다시 쓸 수 있다.

$$\frac{1}{d_{eff}} = \frac{\sum_i (m_i/d_i)}{\sum_i m_i} = \sum_i \frac{\Phi_i}{d_i} \tag{4.5}$$

결국 이봉 입도 분포를 가지는 매질의 유효 입자 크기는 아래와 같이 간단히 표현된다.

$$\frac{1}{d_{eff}} = \frac{1-\Phi_s}{d_l} + \frac{\Phi_s}{d_s} \tag{4.6}$$

여기서 d_l은 상대적으로 크기가 큰 입자의 직경, d_s는 크기가 작은 입자의 직경, Φ_s는 작은 크기의 입자의 부피비를 나타낸다. 식(4.6)의 유효 입자 크기 식을 본 연구의 실험 대상인 유리구슬 매질에 적용해보면 그림 4.1과 같은 유효 입도 분포가 나타난다. 식(4.6)에 의한 유효 입자 크기는 산술 평균(arithmetic mean) 크기보다 미세하게 작은 값을 나타낸다.

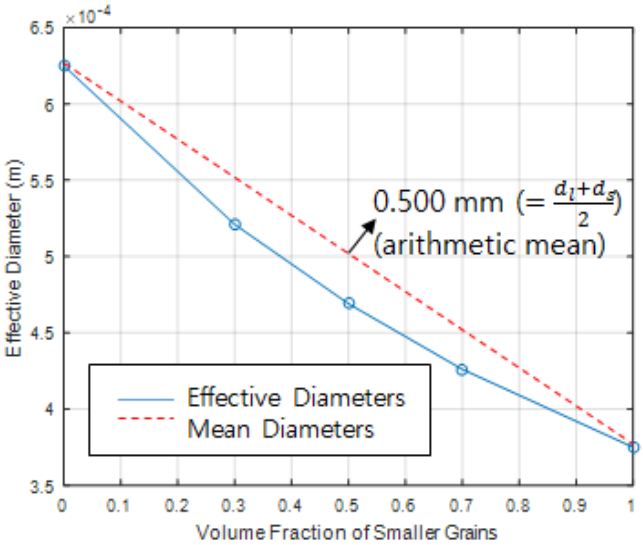

그림 4.1 유리구슬 매질의 유효 입자 크기

<예시 1> 이봉 입도 분포 혼합 매질의 감쇠계수 (BICSQS 모델)

이봉 입도 혼합 매질에 대한 BICSQS 모델로 감쇠계수를 구해보면 그림 4.2와 같다. BICSQS 모델의 감쇠계수는 100-200 kHz 주파수 범위에서 $f^{0.75}$에 비례하여 증가하고 200 kHz 이상의 주파수 범위에서 $f^{1.12}$에 가깝게 증가한다. 이는 본 실험 결과 중 300-500 kHz 범위에서 주파수에 따라 선형적으로 증가하는 감쇠계수 특성에 부합한다.

입자 크기 분포에 따른 BICSQS 모델의 감쇠계수 특성은 다음과 같다. BICSQS 모델의 입자 크기 의존성에 의해 미세(fine) 입자 매질이 가장 높은 감쇠계수 값을 가지며, 굵은 입자 매질의 감쇠계수 값이 가장 낮다. 이봉 입도 혼합 매질의 경우 혼합 매질에서 미세 입자 매질이 차지하는 비율이 높을수록 강한 감쇠 현상이 나타난다.

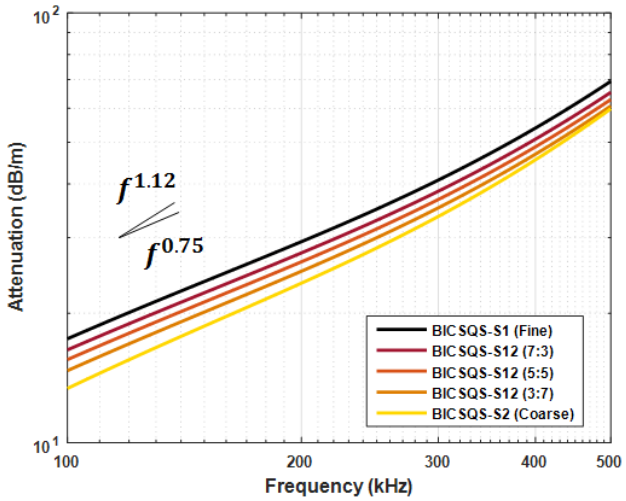

그림 4.2 이봉입도분포를 고려한 BICSQS 모델로 계산된 감쇠계수 예시

4.2 다중 산란 모델 – 평균 T-행렬 산란 계수

본 절에서는 이봉 입도 혼합 매질에 맞는 다중 산란 모델 개발 방법을 설명한다. 기존 QCA 모델과 WT 모델은 단일 크기 산란체에 대해 유도된 모델이다. 두 모델 모두 Waterman의 T-행렬 형태(T-matrix formalism)를 사용하므로 본 연구에서는 이에 대해 개선하는 방식을 사용하였다.

우선 QCA 모델을 물로 가득 찬 유리구슬 입자 매질과 같은 유체 내 탄성 고체 입자 문제에 적용할 때 T-행렬은 다음과 같은 3X3 행렬로 정의된다.

$$\begin{bmatrix} d_{11}^n & d_{21}^n & d_{31}^n \\ d_{12}^n & d_{22}^n & d_{32}^n \\ d_{13}^n & d_{23}^n & d_{33}^n \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} A_n \\ B_n \\ C_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} b_1^n \\ b_2^n \\ b_3^n \end{bmatrix} \tag{4.7}$$

여기서 A_n은 유리구슬 입자에 의해 산란된 유체 내 P파의 산란 계수, B_n과 C_n은 유리구슬 입자 내 굴절된 P파와 S파의 산란 계수, d_{ij}^n는 입자와 유체의 속도 및 응력 경계조건으로부터 유도된 계수, $b_j^n = \mathrm{Re}(d_{ij}^n)$로 정의된다. 이때 T-행렬의 계수 d_{ij}^n과 b_j^n에 다음과 같이 입자 분포에 대한 가중치를 부여해 입자 크기 분포를 고려한다.

$$\langle d_{ij}^n \rangle = \int_{r_{lower}}^{r_{upper}} \sigma(r) d_{ij}^n(r) dr \tag{4.8}$$

여기서 $\sigma(r)$는 입자 크기 r에 대한 분포 함수, r_{lower}와 r_{upper}는 분포한 입자 크기의 하한값과 상한값을 각각 나타낸다.

WT 모델의 경우도 비슷한 방법으로 입자 크기 분포 함수를 적용하였다. 각각의 입자 크기에 대한 먼 거리 산란 진폭 $f_{sct}(\theta)$의 총합으로 새로운 먼 거리 산란 진폭을 다음과 같이 정의한다.

$$\langle f_{sct}(\theta)\rangle = \int_{r_{lower}}^{r_{upper}} \sigma(r) f_{sct}(\theta) dr \tag{4.9}$$

한편 단봉 입도 분포 함수 $\sigma_{uni}(r)$ 는 정규 분포 함수 형태로 표현한다.

$$\sigma_{uni}(r) = \frac{1}{\sqrt{2\pi v^2}} e^{-\frac{(r-r_{med})^2}{2v^2}} \tag{4.10}$$

여기서 r_{med}은 평균 입도, v는 입도 분포의 표준편차를 나타낸다. 식 (4.10)의 형태를 이용하여 다음과 같이 이봉 입도 분포 함수 $\sigma_{bi}(r)$ 을 정의한다. 입자 크기가 다른 두 매질을 5:5의 비율로 혼합했을 때 각 매질의 평균 입도와 분포의 표준편차를 각각 $r_{med,s}$, $r_{med,l}$ ($r_{med,s} < r_{med,l}$), v_s, v_l이라 표현하면, 이봉 입도 분포 함수는 다음과 같다.

$$\sigma_{bi}(r) = \frac{\left(\frac{1}{\sqrt{2\pi v_s^2}} e^{-\frac{(r-r_{med,s})^2}{2v_s^2}} + \frac{1}{\sqrt{2\pi v_l^2}} e^{-\frac{(r-r_{med,l})^2}{2v_l^2}}\right)}{\int_{r_{lower}}^{r_{upper}} \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi v_s^2}} e^{-\frac{(r-r_{med,s})^2}{2v_s^2}} + \frac{1}{\sqrt{2\pi v_l^2}} e^{-\frac{(r-r_{med,l})^2}{2v_l^2}}\right) dr} \tag{4.11}$$

한편 본 실험에서 사용된 유리구슬 매질의 입자 크기 분포는 유한한 범위의 입자 크기를 가지므로 실제 실험 매질의 환경에 맞는 값을 적용하기 위해서 표 6과 같이 입자 크기 범위 및 평균 입도, 분포의 표준편차를 적용하였다. 표 6에서 정리한 변수를 이용하여 각 매질의 입자 크기 분포 함수를 계측된 입자 크기 분포와 비교하면 그림 4.3과 같다.

표 6 단봉 및 이봉 입도 분포 함수 정의에 사용된 변수

표본	입도 하한값, r_{lower}	입도 상한값, r_{upper}	평균 입도, r_{med}	표준편차, v
S3 (unimodal)	150 ㎛	600 ㎛	375 ㎛	37 ㎛
S35 (bimodal)	150 ㎛	950 ㎛	–	–
S5 (unimodal)	300 ㎛	950 ㎛	650 ㎛	70 ㎛

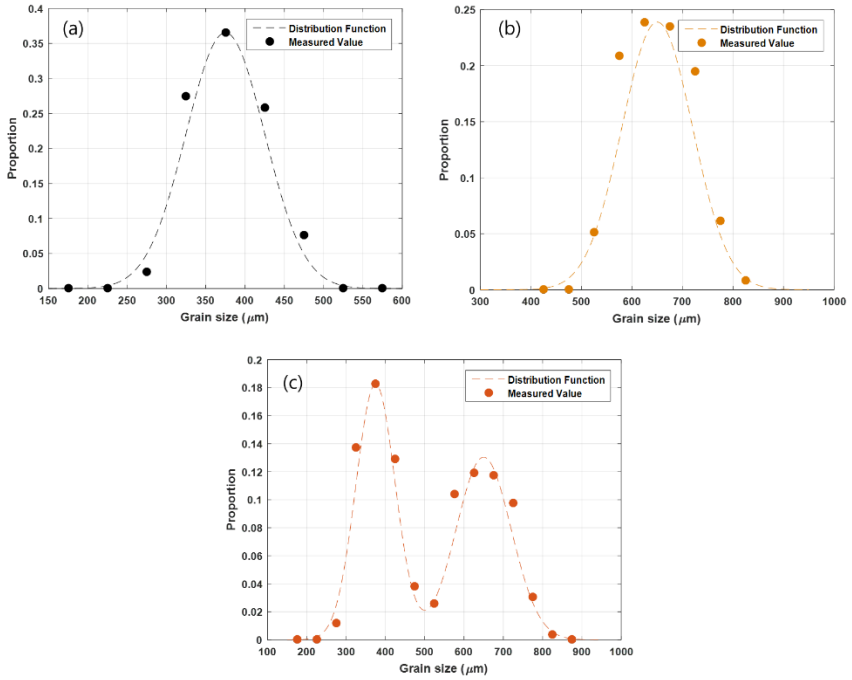

그림 4.3 단봉 및 이봉 입도 분포 함수 (a) S3 매질 입도 분포 함수 (b) S5 매질 입도 분포 함수 (c) S35 (5:5) 매질 입도 분포 함수

위와 같이 정리한 이봉 입도 분포 함수를 이용하여 QCA 및 WT 다중 산란 모델의 T-행렬인 식 (4.8)과 식 (4.9)에 넣고 계산하면 이봉 입도 혼합 매질에 대한 유효 감쇠계수를 얻을 수 있다.

<예시 1> 이봉 입도 분포 혼합 매질의 감쇠계수 (QCA 및 WT 모델)

이봉 입도 혼합 매질에 대한 QCA 및 WT 모델로 감쇠계수를 구해보면 그림 4.4와 같다. 다중 산란 특성으로 인해 감쇠계수의 주파수 의존성이 f^4 으로 나타나며 입자 크기가 굵은(coarse) 매질에서 더 강한 감쇠 현상이 나타난다. QCA 모델과 WT 모델에서 이봉 입도 혼합 매질의 감쇠계수는 미세(fine) 입자 매질과 굵은(coarse) 입자 매질 사이 값을 가지는 것으로 나타나는데 두 모델 결과에 약간의 차이가 있다. 우선 QCA 모델은 매질을 구성하는 입자의 위치 상관관계를 고려해주며 WT 모델보다 고차 근사를 사용했기 때문에 산란이 발생하는 빈도 또한 높다. 이봉 입도 혼합 매질에서 미세 입자가 많을수록 단위 부피 내 더 많은 입자가 존재하므로 산란 과정이 더 많이 발생한다고 볼 수 있다. 따라서 이봉 입도 혼합 매질의 감쇠계수 값이 미세 입자 매질의 감쇠계수 값에 약간 더 가깝게 나타난다. WT 모델의 경우는 다중 산란 빈도가 QCA 모델에 비해 적고 감쇠계수 값이 입자 크기에 의존해 증가하는 경향이 강하게 나타나기 때문에 이봉 입도 혼합 매질의 감쇠계수 값이 굵은 입자 매질의 감쇠계수 값에 약간 더 가깝게 나타난다.

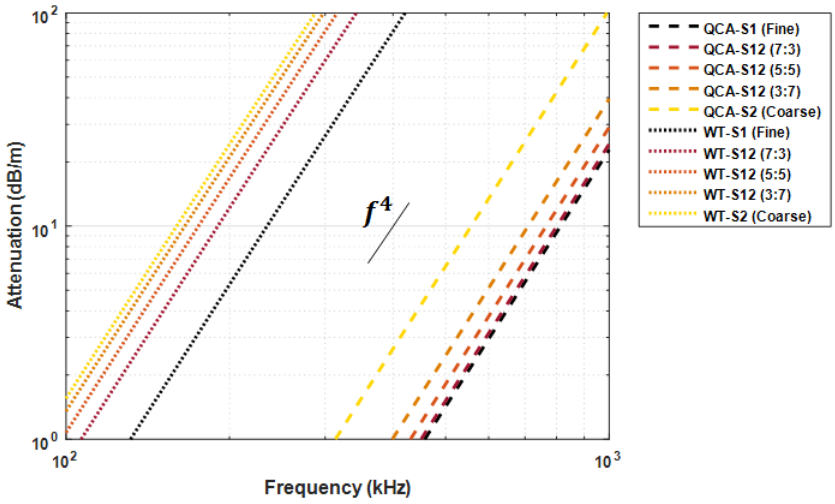

그림 4.4 이봉입도분포를 고려한 QCA 및 WT 모델로 계산된 감쇠계수 예시

4.3 Broadband 모델 개발

본 연구에서는 광대역 고주파 감쇠계수 결과 예측을 위한 새로운 Broadband 모델을 개발하였다. 기저모델로 Chotiros의 BICSQS 모델과 QCA 다중 산란 모델을 사용하였고 두 모델을 결합한 Broadband 모델을 개발해 본 연구의 실험 결과와 비교하였다.

4.3.1 Broadband 모델: BICSQS plus Scattering

3.3.3절에서 BICSQS 모델은 본 실험의 감쇠계수 측정 결과와 비교해 400-500 kHz 주파수 대역의 값과 거의 일치하는 결과를 예측하였다. 또한 본 실험 결과 중 400-500 kHz 주파수 대역에서 나타나는 입자 크기가 클수록 낮은 감쇠계수를 보이는 경향은 BICSQS 모델이 가지고 있는 입자 크기 의존성에 부합한다. 따라서 본 연구에서는 연속체 역학 기반 모델로써 BICSQS 모델이 적합하다고 판단하였다.

산란 모델의 경우, QCA와 WT 모델 모두 본 실험의 위상속도 및 감쇠계수 결과를 설명해주지 못한다. 그러나 QCA 모델이 산란체의 부피비가 상당한 매질에 대하여 WT 모델보다 알맞다는 점과 입자 간 위치 상관관계를 고려한 고차 다중 산란 메커니즘이라는 점으로 인해 본 연구 목적에 적합한 산란 모델로 판단하였다.

매질을 통과한 파동의 에너지 손실은 아래와 같이 점성 손실에 의한 감쇠와 산란 손실에 의한 감쇠의 선형 합으로 나타낼 수 있다.

$$\alpha_{total} = \alpha_{viscous} + \alpha_{scattering} \tag{4.12}$$

여기서 $\alpha_{viscous}$ 는 점성 손실에 의한 감쇠계수로써 BICSQS 모델로부터 얻은 감쇠계수를 사용하였고 $\alpha_{scattering}$ 은 산란 손실에 의한 감쇠계수로써 QCA 다중 산란 모델로부터 얻은 감쇠계수를 사용하였다. 이봉 입도 혼합 매질에 대해서는 4.1절과 4.2절에서 유도한 이봉 입도 모델을 적용하였다.

식 (4.12)에 의한 Broadband 모델 예측값과 본 연구의 측정 결과를 직접 비교하면 그림 4.5와 같다. Broadband 모델 계산에 사용된 모든 변수의 값은 표 8에 정리하였다. 300−500 kHz 주파수 범위의 비교 결과를 먼저 살펴보겠다. 감쇠계수 측정값과 모델 결과 모두 입자 크기가 작을수록 높은 감쇠계수 값을 나타내며 이봉 입도 혼합 매질의 감쇠계수 값은 단봉 입도 매질(S3, S5) 감쇠계수 값의 사이 값을 가진다. 실험 및 모델 결과의 감쇠계수 주파수 의존성은 모두 주파수의 1승에 가까운 경향을 보인다. 이는 BICSQS 모델의 고주파 경향에 따라 설명이 가능하다. 감쇠계수의 절대값은 S5와 S35(3:7) 매질의 경우, 300−400 kHz 주파수 범위에서 실험 결과와 모델 예측값이 거의 일치하지만 S3, S35(7:3), S35(5:5) 매질의 경우, 모델의 결과가 계측값보다 최소 30 dB/m 낮게 예측된다.

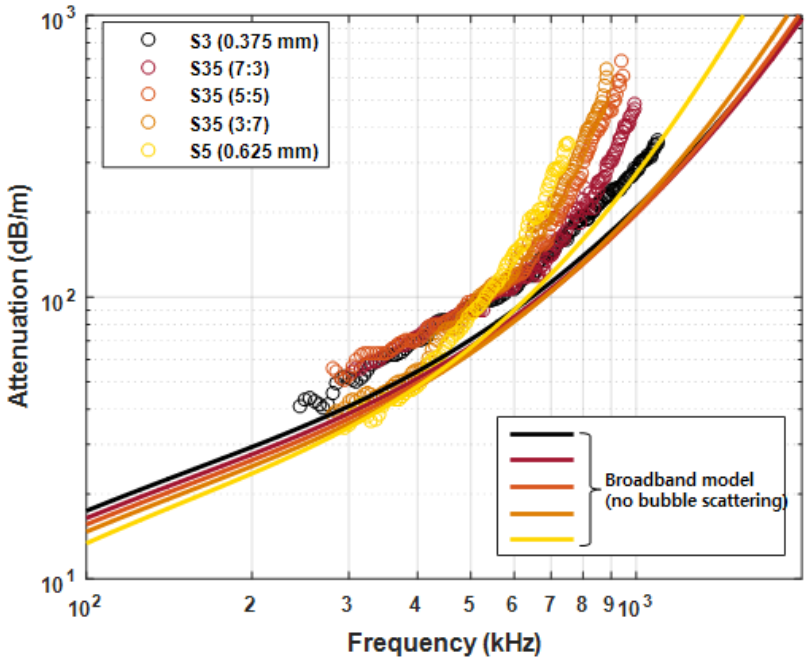

그림 4.5 Broadband 모델과 감쇠계수 측정 실험 결과 비교

550 kHz 주파수 이상 범위에서 감쇠계수 계측값은 입자 크기가 큰 매질의 감쇠계수가 더 높은 값을 나타내고 주파수 의존성은 f^4 에 가깝게 나타난다. 이는 고주파에서 산란의 영향이 강하게 나타나는 현상을 대변한다. Broadband 모델 또한 굵은 입자 매질(S5)의 감쇠계수 값을 높게 예측하며 QCA 다중 산란 모델의 영향으로 주파수 의존성이 증가해 f^2 에 가까운 경향을 보인다. 그러나 QCA 모델의 감쇠계수 예측값이 매우 낮아 실험 계측값을 완전히 설명하지 못한다. 특히 900 kHz 부근에서 S35(5:5) 매질 감쇠계수의 경우, Broadband 모델의 감쇠계수 예측값이 실험 계측값보다 400 dB/m 이상 낮다.

4.3.2 공기방울에 의한 산란 효과

앞 절에서 살펴보았듯이 Broadband 모델은 계측된 실험값보다 낮은 감쇠계수를 예측한다. 이렇게 Broadband 모델이 고주파 영역에서 낮은 감쇠 현상을 예측한 것으로부터 유리구슬 매질 내 다른 감쇠 메커니즘이 존재할 것으로 가정할 수 있다. 본 절에서는 아래와 같이 미세 공기방울에 의한 산란 효과를 고려한다.

해저퇴적물 내 공기방울에 의한 음파의 감쇠 현상은 음향 물성 계측 신호의 크기(amplitude)에 크고 작은 영향을 주는 것으로 알려져 있다[51, 52]. 실해역(in-situ) 실험에서는 해저퇴적물 시료 코어(core)에 산소나 다른 기체들이 포함된 양이 얼마인지 알아내고 이에 의한 효과를 해저퇴적물의 탄성 계수에 고려해주는 것이 중요하다[6, 18]. 실험실 연구에서는 이러한 시료 내 공기방울에 의한 신호의 왜곡 현상을 방지하기 위해 끓인 시료 및 공극수를 사용하거나 입자를 패킹(grain-packing) 해주는 등의 방법을 사용한다. 본 연구의 다공성 매질 음향 물성 측정 실험에서도 시료 내 기포에 의한 실험 오차를 최소화하고 실험 결과의 신뢰도를 높이기 위해 공극수로 사용되는 물과 유리구슬을 끓여주었고 진동기를 이용한 패킹을 실행하였다.

그러나 이와 같은 방법은 단편적으로 공기를 제거하고 투입을 방해하는 것으로 실제로는 미세 공기방울이 시료 내에 투입되었을 가능성이 있다. 왜냐하면 실험 시 끓인 시료와 공극수를 사용하더라도 이를 다시 실험 온도에 맞게 식히는 과정에서 공기방울의 투입이 발생할 수 있으며, 입자 매질과 공극수를 섞고 패킹하는 과정에서 입자 사이에 미세한 공기방울이 갇혀 있을 수 있기 때문이다. 또한 유리구슬 입자가 아크릴 상자에 직접 접촉하기 때문에 입자와 아크릴 상자의 온도차이가 존재하고 시료를 아크릴 상자에 담아 다시 물이 담긴 음향 수조에 넣기 때문에 이 과정에서 공기의 투입이 발생할 여지가 있다. 시료 내 공기방울이 감쇠계수 측정값에 상당한 영향을 미침을 고려하면 공기방울에 의한 산란

효과를 모델에 반영하는 것이 타당한 근거를 가지게 된다.

공기방울에 의한 산란 효과를 고려해주기 위해서는 우선 시료 내에 공기방울이 분포하는 양과 크기를 알아야 한다. 그러나 기존에 발표된 연구 방법 중에 해저퇴적물 내 공기방울의 양과 크기를 알아내는 방법은 전자현미경이나 X-선 단층촬영을 통해 알아내는 방법뿐이고[53, 54], 공기방울에 대한 후방 산란 모델로부터 역산하는 방법은 측정 결과와 차이가 커 신뢰성 있는 결과를 주지 못한다[54]. 따라서 본 연구에서는 이론 모델로부터 계산하기보다 기존 연구에서 측정된 값으로부터 본 실험대상인 유리구슬 매질에 맞게 추정된 값을 사용한다.

본 연구에서 기준 자료로 사용한 공기방울 분포는 SAX99에서 측정된 시료 내 기체 함유량(gas content)이다[18]. SAX99의 시료 코어의 주성분이 규사(quartz sand)로 실험실 유리구슬 매질에 근접한다. 또한 본 실험의 다섯 종류의 유리구슬 매질은 Wentworth의 크기 분류에 의해 중사(medium sand)부터 조사(coarse sand)의 범위에 해당하는데 SAX99 시료 코어는 중사에 해당돼 서로 비슷한 환경이라고 볼 수 있기 때문이다. 물론 시료 코어와 실험실 유리구슬은 엄연히 다른 환경이지만 위에서 언급했듯 실험실 유리구슬 매질에 대한 이론적인 근거가 빈약한 상황에서 SAX99 시료 코어의 측정값이 유리구슬 매질 내 공기방울 함유량에 대한 지침(guideline)을 제시해 줄 수 있다고 판단된다.

SAX99의 코어 안의 기체 함유량은 20-150 ppm(parts per million)으로 측정되었다[18]. 본 연구에서는 최대 한계치인 150 ppm을 본 실험 대상인 유리구슬 매질 중 단봉 입도 매질 S3와 S5에 적용하였다. 왜냐하면 S3와 S5 매질의 다공률이 가장 커서 많은 수의 공기방울이 존재할 수 있다고 판단하였기 때문이다. 이봉 입도 매질의 경우, 단봉 입도 매질의 다공률과 비교하여 공기방울 부피비(volume fraction)를 추정하였다. 공기방울의 크기는 측정 방법이 어렵고 기준이 되는 측정값의 오차가 매우 크므로 조정

인자(adjustment parameter)로써 모델과 데이터를 최대한 가깝게 맞추는 값을 선택하였다.

다중 산란 모델에 공기방울에 의한 산란 효과를 더해주는 근거는 다음과 같다. 우선 이상적인 구형 공기방울이 공극에 위치한다고 가정할 때 공기방울은 크기에 상관없이 기체 산란 입자로써 매질 내 음파의 전달에 영향을 주게 된다. 그림 4.6과 같이 이봉 입도 혼합 매질에 공기방울이 존재하는 경우 공기방울을 미세 유리구슬 입자와 굵은 유리구슬 입자에 이은 제3의 산란체로 놓을 수 있다.

공기방울이 유리구슬 입자에 비해 극히 적은 양이 존재한다고 가정하면 다중 산란 모델 중 WT 모델이 적용될 수 있다. WT 모델은 산란체가 적게 분포하는 경우에 사용할 수 있는 모델이기 때문에 공기방울에 의한 산란 효과를 고려할 수 있고 이 경우 다중 산란 모델의 T-행렬에 배경 유체-공기방울 간 산란 계수, 공기방울-공기방울 간 산란계수, 그리고 공기방울-고체 탄성 입자 간 산란계수 항이 간단히 추가된다.

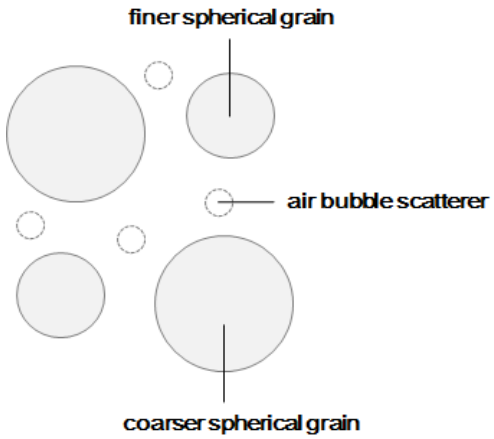

그림 4.6 구형 탄성 고체 입자와 공극에 위치한 공기방울 산란체 도식

공기방울에 의한 산란 효과를 포함한 Broadband 모델과 감쇠계수 측정값 결과 비교는 그림 4.7과 같다. 유리구슬 매질 내 공기방울의 단위 부피당 비율은 앞서 밝힌 가정에 따른 값을 적용하였다. 공기방울 크기는 예측값과 계측값이 최대한 일치하도록 맞춤 하였다. 공기방울 분포량과 크기는 표 7에 정리하였다.

그림 4.7에서 살펴보면 공기방울에 의한 산란 효과를 추가한 Broadband 모델에서 다섯 종류의 유리구슬 매질의 감쇠계수 값이 증가한다. 결과적으로 300-1100 kHz 주파수 범위에서 감쇠계수 실험 계측값과 Broadband 모델 예측값이 대부분 일치하는 것을 확인했다. 500 kHz 이상에서 굵은 입자 매질(S5)의 f^4에 가까운 주파수 의존성 또한 실험 계측값과 모델 예측값에서 모두 나타난다.

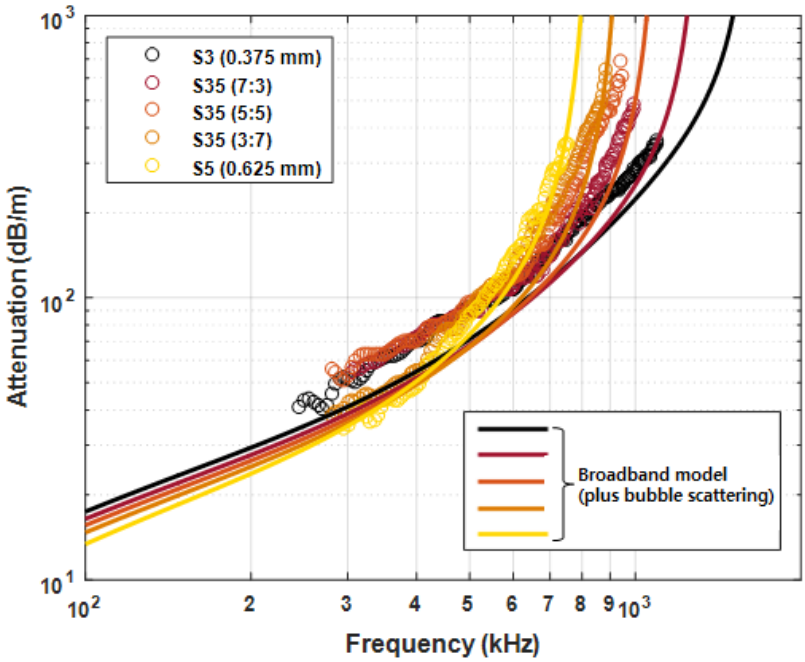

그림 4.7 공기방울에 의한 산란 효과를 포함한 Broadband 모델과 감쇠계수 측정 실험 결과 비교

고주파 영역에서 모델 결과값이 급격히 증가하는 것은 공기방울의 공진(resonance) 현상 때문이다. 표 7과 같이 각 매질에 따라 적용된 공기방울의 크기가 다르기 때문에 공진 주파수에 차이가 있는 것을 알 수 있다.

한편 300-400 kHz 주파수 대역에서 실험 계측값이 모델 예측값보다 약간 높게 나타난다. 이는 Broadband 모델의 기저모델인 BICSQS 모델의 여러 변수를 정확히 측정하지 못하고 추정식 및 기준 값(reference value)을 사용하였기 때문이다. 따라서 이러한 차이는 본 실험 대상인 유리구슬 매질의 실제 물리적 특성의 차이에서 발생한 것으로 판단된다. 500-1000 kHz 주파수 범위에서 예측값과 계측값 간 감쇠계수 차이는 공기방울의 분포 및 크기를 추정한 것으로 이는 예상 가능한 오차 범위라고 할 수 있다.

표 7 다중 산란 모델 계산에 적용된 공기방울의 부피비 및 크기

표본	다공률	단위 부피당 공기방울 비	공기방울 직경
S3	0.412	0.0150 % (150 ppm)	4 ㎛
S35 (7:3)	0.376	0.0138 % (138 ppm)	5 ㎛
S35 (5:5)	0.365	0.0134 % (134 ppm)	6 ㎛
S35 (3:7)	0.364	0.0133 % (133 ppm)	7 ㎛
S5	0.41	0.0150 % (150 ppm)	8 ㎛

표 8 다섯 종류의 유리구슬 매질에 대한 감쇠계수 계산에 사용된 Broadband 모델 변수

매개 변수		S3	S35 (7:3)	S35 (5:5)	S35 (3:7)	S5
평균 입자 크기	d (mm)	0.375	0.450	0.500	0.575	0.625
유효 입자 크기	d_{eff} (mm)	0.375	0.426	0.469	0.521	0.625
입자 밀도	ρ_s (kg/m^3)	2500	2500	2500	2500	2500
입자 부피탄성계수	K_r (Pa)	3.6×10^{10}	3.6×10^{10}	3.6×10^{10}	3.6×10^{10}	3.6×10^{10}
유체 밀도	ρ_f (kg/m^3)	1000	1000	1000	1000	1000
유체 부피탄성계수	K_f (Pa)	2.1×10^9	2.1×10^9	2.1×10^9	2.1×10^9	2.1×10^9
유체 점성계수	η (Pa · s)	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001
다공률	β	0.412	0.376	0.365	0.364	0.41
침투율	κ (m^2)	1.6×10^{-10}	1.4×10^{-10}	1.5×10^{-10}	1.8×10^{-10}	4.3×10^{-10}
공극 크기 인자	a_p (m)	8.8×10^{-5}	8.6×10^{-5}	9.0×10^{-5}	9.9×10^{-5}	1.4×10^{-4}
부가 질량 인자	c	1.25	1.25	1.25	1.25	1.25
프레임 횡탄성계수	μ_r (Pa)	0.05×10^8	0.05×10^8	0.05×10^8	0.05×10^8	0.05×10^8
부피탄성계수 차	K_y (Pa)	0.1×10^9	0.1×10^9	0.1×10^9	0.1×10^9	0.1×10^9
입자 Poisson 비	σ_r	0.15	0.15	0.15	0.15	0.15
부피 완화 주파수	f_k (kHz)	100	100	100	100	100
전단 완화 주파수	f_μ (kHz)	80	80	80	80	80

5 결 론

5.1 결론

본 연구에서는 다공성 해저퇴적물에서 고주파 영역 음파 전달 메커니즘을 규명하기 위하여 서로 다른 입자 크기를 가지는 다섯 종류의 물로 가득 찬 유리구슬 매질에서 400-1100 kHz 주파수 영역의 음향 실험을 실시하였다. 측정된 P파 위상속도 및 감쇠계수에 대해서 입자 크기 및 주파수 분산 특성에 대한 2차원 분석을 실행하였고 실험 결과를 선행 연구와 비교하여 결과의 신뢰성을 확보하였다. 또한 기존의 다공성 매질 음향 모델과 본 실험 결과를 직접 비교하여 물리적인 이론 모델의 적합성을 판단하였다. 그리고 고주파 감쇠 모델로써 Biot 모델과 다중 산란 모델을 결합한 Broadband 모델을 개발, 최종적으로 실험 결과와 비교 · 검증하였다.

위상속도에 대한 Broadband 모델은 본 논문에 포함되지 않지만 위상속도 실험 결과를 포함하는 이유는 다음과 같다. 다공성 매질의 위상속도와 감쇠계수가 서로 물리적으로 밀접하게 연관되어 있어 매질 내 음파 전달 메커니즘에 대한 정보를 주기 때문이다. 다공성 매질의 음향 물성에 대한 실험 및 이론적 연구들은 위상속도와 감쇠계수를 동시에 언급하고 있으며, 또한 본 실험 결과 중 위상속도의 주파수에 대한 음 분산 경향은 Broadband 모델의 기저모델로 다중 산란 모델을 사용한 근거가 되었다. 따라서 본 논문에서 위상속도 실험 결과를 포함한 것은 적절하다고 판단된다.

본 연구에서 얻은 결론을 각각 다음과 같이 정리할 수 있다.

첫째, 기존에 발표된 다공성 매질에 대한 음향 모델을 정리하여 본 실험 결과를 설명할 수 있는 이론적 근거를 마련하였다.

연속체적 관점에서 모형화한 Biot 모델과 GS 모델, 산란체적 관점에서 모형화한 다중 산란 모델은 물리적인 가정이 서로 구별되며 위상속도 및 감쇠계수의 주파수와 입자 크기의 의존성이 각각 다르게 나타나는 것을 확인하였다.

둘째, 연속체 및 산란체적 관점을 동시에 적용했을 때 나타나는 음향 물성의 변화 관찰을 목적으로 입자 크기가 다른 두 단봉 입도 매질을 인위적으로 혼합한 세 종류의 이봉 입도 혼합 매질에서 음향 실험을 실행하였다. 단봉 입도 매질에서 위상속도는 주파수에 따라 감소하는 음 분산 경향이 나타났으며, 입자 크기가 큰 매질에서 낮은 위상속도를 보였다. 감쇠계수의 경우, 300−500 kHz 주파수 범위에서는 입자 크기가 큰 매질에서 낮은 감쇠계수가 나타났고 500−1100 kHz 주파수 범위에서는 그 반대의 경향이 나타났다. 주파수에 따른 감쇠계수의 변화는 f^1부터 f^4에 비례하여 증가하는 것으로 나타났다. 이는 점성 손실, 입자 간 접촉, 산란 메커니즘에 의한 경쟁으로 설명된다.

셋째, 이봉 입도 혼합 매질의 경우 낮은 다공률의 영향으로 낮은 주파수 대역에서 위상속도가 높게 나타났다. 하지만 주파수가 증가하면서 음 분산 경향이 강하게 나타났고 두 단봉 입도 매질의 위상속도 값 사이의 값을 보였다. 감쇠계수는 단봉 입도 매질의 경우와 마찬가지로 주파수에 따라 f^1부터 f^4에 비례하여 증가하는 경향을 나타냈으며 두 단봉 입도 매질의 감쇠계수 값 사이의 값을 보였다.

넷째, 기 발표된 음향 모델과 본 실험의 단봉 입도 매질의 결과를 비교하였다. Biot 모델, GS 모델, 그리고 다중 산란 모델로 각각 구분·비교해 본 실험 결과를 설명했으며 각각의 모델이 가지는 한계점 또한 시사하였다.

다섯째, 고주파 영역에서 이봉 입도 혼합 매질에 대한 연속체 및 산란체적 관점을 동시에 고려한 새로운 Broadband 모델을

개발하였다. 연속체 기반 모델은 Biot 모델의 확장 모델인 Chotiros의 BICSQS 모델을 사용하였고, 산란체 기반 모델은 다중 산란 모델 중 입자의 위치 상관관계를 고려한 고차 근사 모델 QCA 모델을 사용하였다. 또한 유리구슬 매질 내 존재할 수 있는 공기방울에 의한 산란 효과를 더해 본 실험의 감쇠계수와 일치하는 결과를 얻었다.

5.2 제안

본 연구에서 단봉 및 이봉 입도 분포를 가지는 매질에서 계측한 음향 물성 결과와 이봉 입도 혼합 매질에 대한 물리적인 Broadband 모델을 다음과 같은 분야에 응용할 수 있다.

첫째, 해저퇴적물 환경 변수 역산에 응용할 수 있다. Broadband 모델로부터 침투율이나 다공률, 공극 크기, 입자 크기 등의 Biot 모델 환경 변수에 대한 기초적인 역산 수행에 응용할 수 있다.

둘째, 해저면 탐지 및 분류에 이용될 수 있다. 본 모델은 수중 음파를 이용해 해저퇴적물 표면의 탐지 또는 해저면 분류에 응용할 수 있다. 특히 해저면 분류는 10 kHz 이상의 중고주파 영역의 산란 신호를 해석해 수행하는데 본 모델에는 고주파 영역 다중 산란 모델이 포함되어 있어 산란 신호의 계산에 쉽게 응용할 수 있다.

셋째, 해저에 매설된 지뢰 탐지 목적에 사용될 수 있다. 해저에 매설된 지뢰를 탐지할 때 AUV(autonomous underwater vehicle)나 잠수함에 장착되어있는 소나를 이용한다. 이때 해저퇴적물 내 음파 전달 메커니즘에 대한 연구가 필연적이며 따라서 이러한 연구에 본 Broadband 모델을 응용할 수 있다.

넷째, 수상함 및 잠수함의 소나 시뮬레이터 및 해양 수신 레벨 예측 모델을 구동할 때 입력 변수로써 본 실험 결과가 사용될 수 있다. 본 실험 결과를 통해 함정에 장착하는 수중 음향 모델의

개선이 가능하다.

다섯째, 경제·산업적인 측면에서 가스 하이드레이트와 같이 해저퇴적물 내에 존재하는 에너지 자원의 탐사를 위한 기초 자료 및 기술을 제공할 수 있다. 또한 비파괴 검사(non-destructive evaluation), 의학 검사 장비와 같은 산업 장비 등에도 응용할 수 있다.

5.3 연구의 기여도

본 연구의 기여도는 다음과 같이 서술할 수 있다.

첫째, 연속체와 산란체가 공존하는 이봉 입도 혼합 매질 실험으로부터 해저퇴적물에서 음파 전달 이론 확립에 근거가 되는 엄밀한 측정 자료를 확보하였다. 해적퇴적물 모델 논란을 타개하기 위한 포괄적인 정보 획득이 필요한 시점에서 지질학적 환경 변수와 음향 물성 간 새로운 측정 자료를 추가해 합리적인 해저퇴적물 음파 전달 이론 정립을 위한 학술적 근거를 마련하였다.

둘째, 고주파 영역에서 감쇠계수 주파수 분산 특성을 설명할 수 있는 새로운 물리 모델을 개발하였다. 이 모델은 기존에 발표된 모델에 비해 실재하는 물리적 현상을 뒷받침하는 이론 배경을 통해 유도되었기 때문에 실제 해저퇴적물의 음파 전달 현상을 신뢰도 높게 설명 가능하다.

셋째, 해저 바닥을 포함하는 수중 음파 모델의 개선방향을 제시하였다. 본 논문의 결과와 수중 음파 전달 모델이 결합하면 실제 상태에 보다 가깝고 정밀도 높은 계산이 가능할 것이다.

참고 문헌

[1] J. Allard and N. Atalla, *Propagation of sound in porous media: modelling sound absorbing materials 2e*: John Wiley & Sons, 2009.

[2] M. A. Biot, "Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. I. Low-frequency range," Journal of the Acoustical Society of america, vol. 28, pp. 168-178, 1956.

[3] M. A. Biot, "Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. II. Higher frequency range," Journal of the Acoustical Society of America, vol. 28, pp. 179-191, 1956.

[4] E. L. Hamilton, "Geoacoustic modeling of the sea floor," Journal of the Acoustical Society of America, vol. 68, pp. 1313-1340, 1980.

[5] K. L. Williams, "An effective density fluid model for acoustic propagation in sediments derived from Biot theory," Journal of the Acoustical Society of America, vol. 110, pp. 2276-2281, 2001.

[6] N. P. Chotiros and M. J. Isakson, "A broadband model of sandy ocean sediments: Biot-Stoll with contact squirt flow and shear drag," Journal of the Acoustical Society of America, vol. 116, pp. 2011-2022, 2004.

[7] M. Kimura, "Frame bulk modulus of porous granular marine sediments," Journal of the Acoustical Society of America, vol. 120, pp. 699-710, 2006.

[8] M. J. Buckingham, "Wave propagation, stress relaxation, and grain-to-grain shearing in saturated, unconsolidated marine sediments," Journal of the Acoustical Society of

America, vol. 108, pp. 2796-2815, 2000.

[9] G. Shumway, "Sound speed and absorption studies of marine sediments by a resonance method," Geophysics, vol. 25, pp. 451-467, 1960.

[10] L. D. Hampton, "Acoustic properties of sediments," Journal of the Acoustical Society of America, vol. 42, pp. 882-890, 1967.

[11] C. McCann and D. McCann, "The attenuation of compressional waves in marine sediments," Geophysics, vol. 34, pp. 882-892, 1969.

[12] A. L. Anderson and L. D. Hampton, "Acoustics of gas-bearing sediments I. Background," Journal of the Acoustical Society of America, vol. 67, pp. 1865-1889, 1980.

[13] R. D. Stoll, "*Sediment Acoustics: Lecture Notes in Earth Sciences*," ed: Berlin, Germany: Springer-Verlag, 1989.

[14] J. M. Hovem and G. D. Ingram, "Viscous attenuation of sound in saturated sand," Journal of the Acoustical Society of America, vol. 66, pp. 1807-1812, 1979.

[15] C. W. Holland and B. A. Brunson, "The Biot-Stoll sediment model: An experimental assessment," Journal of the Acoustical Society of America, vol. 84, pp. 1437-1443, 1988.

[16] R. D. Stoll, "Velocity dispersion in water-saturated granular sediment," Journal of the Acoustical Society of America, vol. 111, pp. 785-793, 2002.

[17] T. Yamamoto, H. Yamaoka, and J. Sakakibara, "Field experiments on the velocity dispersion and attenuation of acoustic waves through sandy sediments in shallow waters," Journal of the Acoustical Society of America, vol.

115, pp. 2399−2399, 2004.

[18] M. D. Richardson, K. B. Briggs, L. D. Bibee, P. A. Jumars, W. B. Sawyer, D. B. Albert, *et al.*, "Overview of SAX99: Environmental considerations," IEEE Journal of Oceanic Engineering, vol. 26, pp. 26−53, 2001.

[19] E. I. Thorsos, K. L. Williams, N. P. Chotiros, J. T. Christoff, K. W. Commander, C. F. Greenlaw, *et al.*, "An overview of SAX99: Acoustic measurements," IEEE Journal of Oceanic Engineering, vol. 26, pp. 4−25, 2001.

[20] E. I. Thorsos, K. L. Williams, D. Tang, and S. G. Kargl, "Sound interaction in ocean sediments," UA Measurements: Technologies & Results, 2005.

[21] L. Schwartz and T. Plona, "Ultrasonic propagation in close-packed disordered suspensions," Journal of Applied Physics, vol. 55, pp. 3971−3977, 1984.

[22] K. W. Winkler, "Dispersion analysis of velocity and attenuation in Berea sandstone," Journal of Geophysical Research: Solid Earth, vol. 90, pp. 6793−6800, 1985.

[23] A. Moussatov, L. Guillon, C. Ayrault, and B. Castagnède, "Experimental study of the dispersion of ultrasonic waves sandy sediments," Comptes Rendus de l'Académie des Sciences−Series IIB−Mechanics−Physics−Astronomy, vol. 326, pp. 433−439, 1998.

[24] K. I. Lee, V. F. Humphrey, B.−N. Kim, and S. W. Yoon, "Frequency dependencies of phase velocity and attenuation coefficient in a water−saturated sandy sediment from 0.3 to 1.0 MHz," Journal of the Acoustical Society of America, vol. 121, pp. 2553−2558, 2007.

[25] N. P. Chotiros and M. J. Isakson, "High−frequency dispersion from viscous drag at the grain−grain contact in water−saturated sand," Journal of the Acoustical Society

of America, vol. 124, pp. EL296–EL301, 2008.

[26] M. Kimura, "Velocity dispersion and attenuation in granular marine sediments: Comparison of measurements with predictions using acoustic models," Journal of the Acoustical Society of America, vol. 129, pp. 3544–3561, 2011.

[27] H. Yang, K. Lee, and W. Seong, "High frequency dispersion model for the water–saturated granular medium," Journal of the Acoustical Society of America, vol. 130, p. 2381, 2011.

[28] D. Jackson and M. Richardson, *High–frequency seafloor acoustics*: Springer Science & Business Media, 2007.

[29] M. Kimura, "Study on the Biot–Stoll model for porous marine sediments," Acoustical Science and Technology, vol. 28, pp. 230–243, 2007.

[30] R. D. Stoll and T. K. Kan, "Reflection of acoustic waves at a water–sediment interface," Journal of the Acoustical Society of America, vol. 70, pp. 149–156, 1981.

[31] A. Nolle, "Methods for Measuring Dynamic Mechanical Properties of Rubber-Like Materials," Journal of Applied Physics, vol. 19, pp. 753–774, 1948.

[32] W. F. Murphy III, K. W. Winkler, and R. L. Kleinberg, "Acoustic relaxation in sedimentary rocks: Dependence on grain contacts and fluid saturation," Geophysics, vol. 51, pp. 757–766, 1986.

[33] A. Turgut and T. Yamamoto, "Measurements of acoustic wave velocities and attenuation in marine sediments," Journal of the Acoustical Society of America, vol. 87, pp. 2376–2383, 1990.

[34] M. Kimura, "Experimental validation and applications of a

modified gap stiffness model for granular marine sediments," Journal of the Acoustical Society of America, vol. 123, pp. 2542–2552, 2008.

[35] A. B. Wood, *A textbook of sound*: G. Bell and sons, 1964.

[36] M. J. Buckingham, "Compressional and shear wave properties of marine sediments: Comparisons between theory and data," Journal of the Acoustical Society of America, vol. 117, pp. 137–152, 2005.

[37] L. L. Foldy, "The multiple scattering of waves. I. General theory of isotropic scattering by randomly distributed scatterers," Physical Review, vol. 67, pp. 107–119, 1945.

[38] M. Lax, "Multiple scattering of waves," Reviews of Modern Physics, vol. 23, pp. 287–310, 1951.

[39] M. Lax, "Multiple scattering of waves. II. The effective field in dense systems," Physical Review, vol. 85, pp. 621–629, 1952.

[40] P. C. Waterman and R. Truell, "Multiple scattering of waves," Journal of Mathematical Physics, vol. 2, pp. 512–537, 1961.

[41] J. Fikioris and P. Waterman, "Multiple Scattering of Waves. II. Hole Corrections"in the Scalar Case," Journal of Mathematical Physics, vol. 5, pp. 1413–1420, 1964.

[42] V. Twersky, "Acoustic bulk parameters in distributions of pair-correlated scatterers," Journal of the Acoustical Society of America, vol. 64, pp. 1710–1719, 1978.

[43] J. K. Percus and G. J. Yevick, "Analysis of classical statistical mechanics by means of collective coordinates," Physical Review, vol. 110, pp. 1–13, 1958.

[44] L. Tsang, J. Kong, and T. Habashy, "Multiple scattering of

acoustic waves by random distribution of discrete spherical scatterers with the quasicrystalline and Percus-Yevick approximation," Journal of the Acoustical Society of America, vol. 71, pp. 552-558, 1982.

[45] K. Lee and W. Seong, "Percus-Yevick radial distribution function calculation for a water-saturated granular medium," Ocean Engineering, vol. 116, pp. 268-272, 2016.

[46] K. Lee, H. Yang, and W. Seong, "Acoustic Rayleigh scattering in water-saturated granular medium with quasicrystalline approximation," Journal of the Acoustical Society of America, vol. 137, pp. EL367-EL373, 2015.

[47] M. J. Buckingham and M. D. Richardson, "On tone-burst measurements of sound speed and attenuation in sandy marine sediments," IEEE Journal of Oceanic Engineering, vol. 27, pp. 429-453, 2002.

[48] K. Lee, E. Park, and W. Seong, "High frequency measurements of sound speed and attenuation in water-saturated glass-beads of varying size," Journal of the Acoustical Society of America, vol. 126, pp. EL28-EL33, 2009.

[49] H. Rumpf and A. Gupte, "Einflüsse der porosität und korngrößenverteilung im widerstandsgesetz der porenströmung," Chemie Ingenieur Technik, vol. 43, pp. 367-375, 1971.

[50] F. Dullien, "One and two phase flow in porous media and pore structure," Physics of Granular Media. Science Publishers Inc, New York, pp. 173-214, 1991.

[51] M. D. J. Tuffin, "The geoacoustic properties of shallow, gas bearing sediments," Doctorial Thesis, University of Southampton, 2001.

[52] M. W. Lee, "Elastic velocities of partially gas-saturated

unconsolidated sediments," Marine and Petroleum Geology, vol. 21, pp. 641-650, 2004.

[53] A. Anderson, F. Abegg, J. Hawkins, M. Duncan, and A. Lyons, "Bubble populations and acoustic interaction with the gassy floor of Eckernförde Bay," Continental Shelf Research, vol. 18, pp. 1807-1838, 1998.

[54] G. Robb, T. Leighton, J. Dix, A. Best, V. Humphrey, and P. White, "Measuring bubble populations in gassy marine sediments: a review," Proceedings of the Institute of Acoustics, vol. 28, pp. 60-68, 2006.

[55] 이근화, 다공성 바닥의 도파관에서 정방향 모델링 및 역산, 서울대학교 박사학위 논문, 2006.

High Frequency Attenuation in Porous Medium with Bimodal Grain Size Distribution

Haesang Yang

Abstract

Compressional wave attenuation in water-saturated granular medium depends on both the frequency and grain size. In recent series of high frequency measurements on porous granular medium, such as water-saturated glass beads and marine sediments, the effect of grain size distribution on attenuation has been investigated, and a variety of grain size dependence on attenuation has been reported. Particularly, dispersion relation in the granular medium with bimodal grain size distribution is significantly different from that in the medium with unimodal grain size distribution.

In this study, acoustic experiments are performed for measurements of the p-wave sound speed and attenuation using water-saturated glass beads. Two sets of experiments employing unimodal and bimodal grain size distribution are performed and used for comparison with the existing models. Dispersion relations are shown as functions of frequency and different grain size distribution.

Several existing acoustic models, such as Biot model, Grain-Shearing model, and multiple scattering models, are used for

comparison with the measurements. These models describe the dispersion relation for the p-wave sound speed and attenuation based on continuum or scattering theory, so they cannot explained the broadband measurements fully. As an alternative approach, this study proposes a new broadband model describing the high frequency dispersion relation for the p-wave in case of elastic grain scatterers existing in background fluid medium.

The proposed model is a combination model of Biot model and QCA (Quasi-Crystalline Approximation) multiple scattering model considering bimodal grain size distribution. Additionally, the scattering effects of bubbles in the porous medium are reflected in the proposed model. Through the quantitative analysis of the proposed model-data comparison, it is shown that the model can explain attenuation dependencies of frequency and grain size for the water-saturated glass beads. Predictions by the model are consistent with experimental data for the glass beads in the frequency range from 400 to 1100 kHz.

This study investigates wave propagation phenomena in complex medium where scattering and non-scattering losses coexist. Also new broadband acoustic model is developed in order to explain high frequency attenuation depending on grain size distributions. This model provides scientific basis for predictions of acoustic characteristics in the ocean sediments.

Keywords: Porous medium, Ocean sediment, Acoustic properties measurements, P-wave attenuation, Grain size distribution, Biot model, Multiple scattering model

Student Number: 2010-21107