工學博士 學位論文

배플의 크기 및 재질에 따른 방사 임피던스의 변화에 관한 연구

指導敎授 金 千 德

이 論文을 工學博士 學位論文으로 提出함

2003年 2月

釜 慶 大 學 校 大 學 院

電子工學科

朴 淳 鍾

朴淳鍾의 工學博士 學位論文을 認准함

2002年 12月 26日

主 審 工學博士 尹 鍾 樂

副 審 工學博士 權 泰 夏

委 員 工學博士 金 奉 采

委 員 工學博士 金 茂 俊

委 員 工學博士 金 千 德

목 차

Abstract iii

표 목차 v

그림 목차 vi

제 1 장 서 론 1

1.1 연구 배경 1

1.2 연구 목적 4

1.3 논문의 구성 5

제 2 장 피스톤 음원의 음향 특성 7

2.1 무한 강체 배플상의 원판형 피스톤 음원 8

2.1.1 음압 분포 특성 8

2.1.2 자기 방사 임피던스 11

2.2 구형 강체 배플상의 피스톤 음원 16

2.2.1 음압 분포 특성 16

2.2.2 자기 방사 임피던스 19

2.2.3 상호 방사 임피던스 22

제 3 장 축대칭 유한요소법과 하이브리드형 무한요소법 29

3.1 유한요소법의 정식화 30

3.2 하이브리드형 무한요소법의 정식화 33

제 4 장 FEM-HIEM을 이용한 원판형 피스톤 음원의 음향 특성 해석 39

4.1 유한요소-하이브리드형 무한요소 모델 39

4.2 무한 크기 강체 배플 41

4.3 유한 크기 강체 배플 44

4.4 유한 크기 비강체 배플 59

4.5 결과 및 고찰 71

제 4 장 FEM-HIEM을 이용한 구형 배플상의 볼록면 음원의 음향 특성 해석 73

5.1 유한요소-하이브리드형 무한요소 모델 74

5.2 강체 배플상의 볼록면 음원 76

5.2.1 자기 방사 임피던스 및 음압 분포 76

5.2.2 상호 방사 임피던스 84

5.3 비강체 배플상의 볼록면 음원 88

5.3.1 자기 방사 임피던스 및 음압 분포 88

5.3.2 상호 방사 임피던스 93

5.4 결과 및 고찰 95

제 6 장 결 론 97

참고문헌 101

A Study on the Variation of Radiation Impedance for Baffle Size and Material

Soon-Jong Park

Department of Electronic Engineering, Graduate School,
Pukyong National University

Abstract

The characteristic of radiation impedance is an important parameter in analysis and design of the electro-acoustic transducers. The different characteristic of radiation impedance is expected by the added structures around radiation surface even if the surface vibration amplitude is the same. The algorithm of structural analysis based on finite element method is known to be a powerful analysis method in this case.

In this study, the characteristic of radiation impedance and sound pressure distribution are analyzed by the algorithm which consists of Finite Element Method(FEM) and Hybrid Type Infinite Element Method(HIEM).

For the circular piston source, the characteristic of self-radiation impedance density and sound pressure distribution are investigated. The results of the self-radiation impedance density agreed to the existing results for the circular piston source on the rigid infinite baffle. For the circular piston source on the rigid finite baffle and the non-rigid finite baffle, the characteristic of self-radiation impedance density and sound pressure distribution are also calculated by the proposed algorithm. In the low ka region, where k is the wave number and a is the radius of the source, the variance of self-radiation resistance density was more than that of self-radiation reactance density with respect to size and

material properties of baffle. Moreover, It is confirmed that the characteristics of sound pressure distribution are influenced by varying the self-radiation impedance density.

For the piston sources on the spherical baffle, the characteristic of self-radiation impedance density, mutual-radiation impedance density and sound pressure distribution are investigated. The results of the spherical rigid baffle agreed to other reports. And self-radiation impedance density and mutual-radiation impedance density are influenced by varying the material properties of the spherical non-rigid baffle. As the result for the circular piston source on the finite baffle, the variance of self-radiation resistance density was predominant with respect to baffle size and material properties in the low kb region.

In conclusions, it is found that the characteristics of radiation impedance depends on baffle size and baffle properties, and the proposed FEM-HIEM is a good method to analyze the characteristics of the radiation impedance. Therefore the results of this study could be applied in design and performance analysis of electro-acoustic transducers.

표 목차

표 4.1 강체 배플의 크기에 대한 자기 방사 임피던스 밀도 47

표 4.2 배플 재질의 재료정수 59

표 5.1 구형 강체 배플상의 볼록면 음원간의 거리에 따른
상호 방사 임피던스 상대치 86

표 5.2 강체 배플에 대한 배플 재질에 따른 자기 방사
임피던스 변화 90

그림 목차

그림 2.1 무한 크기 강체 배플상의 원판형 피스톤 음원 9
그림 2.2 원판형 피스톤 음원의 방사면 12
그림 2.3 무한 크기 강체 배플상의 원판형 피스톤 음원의 자기 방사 임피던스 밀도 15
그림 2.4 구형 강체 배플상의 볼록면 음원-Ⅰ 17
그림 2.5 구형 강체 배플상의 볼록면 음원의 자기 방사 임피던스-Ⅰ 21
그림 2.6 구형 강체 배플상의 볼록면 음원-Ⅱ 23
그림 2.7 구형 강체 배플상의 볼록면 음원간의 상호 방사 임피던스 25
그림 2.8 구형 강체 배플상의 볼록면 음원의 자기 방사 임피던스-Ⅱ 27

그림 3.1 2차원 음장과 삼각 요소 31
그림 3.2 축대칭 삼각 환형 요소 31
그림 3.3 하이브리드형 무한요소(2 절점) 35

그림 4.1 원판형 피스톤 음원의 유한요소-하이브리드형 무한요소 모델 40
그림 4.2 무한 크기 강체 배플에서의 자기 방사 임피던스 밀도 .. 42
그림 4.3 무한 크기 강체 배플에서의 음압 분포($ka=2\pi$) 42
그림 4.4 유한 크기 강체 배플에서의 자기 방사 임피던스 밀도 .. 45

그림 4.5 유한 크기 강체 배플에서의 음향축상 음압($ka=2\pi$) ···· 48

그림 4.6 유한 크기 강체 배플에서의 음압 분포($ka=2\pi$) ····· 50

그림 4.7 유한 크기 강체 배플에서의 음향축상 음압($ka=0.4\pi$) 52

그림 4.8 유한 크기 강체 배플에서의 음압 분포($ka=0.4\pi$) ····· 54

그림 4.9 유한 크기 강체 배플에서의 음향축상 음압($ka=0.2\pi$) 56

그림 4.10 유한 크기 강체 배플에서의 음압 분포($ka=0.2\pi$) ····· 57

그림 4.11 유한 크기 비강체 배플에서의 자기 방사 임피던스 밀도
($a/R=0.33$) ····· 60

그림 4.12 유한 크기 비강체 배플에서의 음향축상 음압
($a/R=0.33, ka=0.2\pi$) ····· 63

그림 4.13 유한 크기 비강체 배플에서의 음압 분포
($a/R=0.33, ka=0.2\pi$) ····· 65

그림 4.14 유한 크기 비강체 배플에서의 자기 방사 임피던스 밀도
($a/R=0.66$) ····· 67

그림 4.15 유한 크기 비강체 배플에서의 음향축상 음압
($a/R=0.66, ka=0.2\pi$) ····· 68

그림 4.16 유한 크기 비강체 배플에서의 음압 분포
($a/R=0.66, ka=0.2\pi$) ····· 70

그림 5.1 구형 배플상의 볼록면 음원에 대한 유한요소-
하이브리드형 무한요소 모델 ····· 75

그림 5.2 구형 강체 배플상의 볼록면 음원의 자기 방사
임피던스 밀도 ····· 77

그림 5.3 방사면의 크기에 따른 음향축상의 음압($kb=1.0$) ····· 79

그림 5.4 방사면의 크기에 따른 음압 분포($kb=1.0$) ····· 80
그림 5.5 방사면의 크기에 따른 음향축상의 음압($kb=10.0$) ····· 82
그림 5.6 방사면의 크기에 따른 음압 분포($kb=10.0$) ····· 83
그림 5.7 구형 강체 배플상의 볼록면 음원간의 상호 방사 임피던스 밀도 ····· 85
그림 5.8 구형 강체 배플상의 볼록면 음원간의 상호 방사 임피던스 상대치 ····· 87
그림 5.9 구형 비강체 배플상의 볼록면 음원의 자기 방사 임피던스 밀도 ····· 89
그림 5.10 비강체 배플에서의 음향축상 음압 ($\theta_0=5^o$, $kb=10.0$) 91
그림 5.11 비강체 배플에서의 음압 분포($\theta_0=5^o$, $kb=10.0$) ····· 92
그림 5.12 구형 비강체 배플상의 볼록면 음원간의 상호 방사 임피던스 상대치 ····· 94

제 1 장 서 론

1. 1 연구 배경

전기에너지를 음향에너지 또는 그 역으로의 변환을 행하는 기기를 전기음향 변환기(Electro-acoustic transducer)라고 하고 있으며, 이러한 에너지 변환은 단순한 전기에너지와 음향에너지간의 변환이 아닌 기계계를 매개로 하여 이루어진다. 따라서 전기음향 변환기는 사용환경 및 기계계의 동작 구조에 따라 구분되고, 설계 및 해석에 있어서도 이러한 사항들을 고려하여야 한다[1].

전기음향 변환기의 설계 및 해석에는 변환기의 동작 구조를 전기적인 회로로 상사하여 나타내는 등가회로(Equivalent circuit) 해석법과 구조체 해석을 위해 개발된 유한요소법(FEM), 경계요소법(BEM : Boundary Element Method) 등의 구조해석법을 이용한 방법들이 널리 이용되고 있다[2]. 등가회로 해석법의 경우 변환기를 전기계-기계계-음향계 영역으로 구분하여 각각 전기 임피던스(Electrical impedance, 기계 임피던스(Mechanical impedance), 방사 임피던스(Radiation impedance)에 해당하는 전기회로 소자로 나타내어 변환기의 동특성을 해석하여 예측하거나, 목적으로 하는 동특성을 얻기 위한 파라미터를 획득하여 변환기 설계에 이용하는 방법이다[1~7]. 구조해석법의 경우에는 변환기의 복합적인 동작 구조로 인하여 등가회로로의 상사(相似)에 어려움이 따르는 경우나 넓은 주파수 영역에서의 동특성에 관심이 있을 경우 활용되는 기법으로서[2, 8, 9], 유한

요소법과 무한요소법(IEM : Infinite Element Method) 또는 유한요소법과 경계요소법이 결합된 알고리듬을 적용하여 변환기 전체에 대하여 수치해석하거나 일부 영역에 부분적으로 적용하여 해석하는 방법이다[9~12].

한편, 전기음향 변환기의 동작 주파수에 대한 송신출력 감도, 지향성 및 효율 등의 방사 특성 해석에 있어서 음향 매질의 반작용력에 의한 방사 임피던스는 중요한 요소이며[9, 13~16], 특히 방사면 부근은 음향 매질로부터 직접 영향을 받고 음파를 방사하는 부분이므로 방사 임피던스의 해석에 있어서 방사면의 형태나 후면으로의 에너지 손실을 줄이고 변환기의 고정과 보호 역할을 하는 음향 배플(Acoustic baffle)의 부가 등 방사면 부근에서의 조건은 매우 중요하게 된다. 이러한 방사 임피던스의 해석은 원판형, 사각형, 원통형 및 구형 등의 변환기 및 방사면의 형태와 배플의 존재 유무 등에 따라 다음과 같이 연구되어 왔다.

방사면의 형태가 원판형인 경우는 일반적으로 널리 알려진 해석결과로서 Rayleigh 적분식에 의해 무한 크기 강체 배플상에 존재하는 방사면상의 음압으로부터 음향매질의 반작용력을 구하고, 방사면의 진동속도로써 나누어 구하는 방법으로[1, 3~5], 배플의 크기나 재질에 따른 경계조건의 대입에는 어려움이 있다.

사각형 피스톤 음원에 대한 방사 임피던스의 해석에 있어서 Lowenthal 등은 일정한 폭을 가지는 무한 크기 강체 배플을 가지는 사각형 음원에 대하여 Hankel 함수로 표현되는 자기 방사 임피던스(Self-radiation impedance)의 해를 구하였고[17], Arase는 음원간의

거리 및 각도에 따른 상호 방사 임피던스(Mutual-radiation impedance)를 적분식으로 유도하여 계산하였으며[18], Burnett 등은 무한 크기 강체 배플상의 사각형 음원의 종횡비에 따른 자기 방사 임피던스 계산에 있어서 적분 연산을 줄이는 효율적인 계산법을 이용하여 그 해를 표로 제시하였다[19]. Stepanishen은 임펄스 응답함수(Impulse response function)의 푸리에 변환(Fourier transform)을 이용하여 무한 크기 강체 배플상의 원판형 및 사각형 음원의 자기 방사 임피던스를 해석하였으며[20], 또한 주파수 영역에 따른 항을 추가하여 자기 방사 임피던스의 주파수에 대한 정확도 향상에 관하여 검토하였다[21]. Lee 등은 배플이 없는 사각형 피스톤 음원에 대한 방사 임피던스를 무한 크기 강체 배플의 모델에 적용된 Levine식을 이용하여 해석하고 실험치와 비교하였다[14, 22, 23]. 한편, Kim 등은 사각형 음원에 대하여 방사면을 작은 요소로 분할하여 자기 방사 임피던스를 구하고 반복적인 계산 과정을 소거하여 상호 방사 임피던스를 계산하는 새로운 방법을 제시한 바 있다[24]. Teshima는 원통형 실린더상에 배열된 사각형 음원간의 상호 방사 임피던스를 Greenspon과 Schenck의 방법을 이용하여 구하였다[25].

원통형 변환기에 대한 방사 임피던스에 관련된 보고로서 Kim 등은 축대칭(Axis-symmetric) 복합 유한요소법을 사용하여 입력 임피던스를 해석하였으며[8], Yoon 등은 원통형 변환기의 자기 방사 임피던스를 포함한 음향특성을 유한요소법을 이용하여 해석하였다[9]. 한편, Kim 등은 유한 배플을 가지는 원통 진동체의 방사 임피던스를 등가회로 해석과 실험을 통하여 배플의 크기에 따라 해석함에 의해

무한 크기 강체 배플의 이론해의 적용에는 임피던스의 보상이 필요하다는 것을 규명하였다[13].

구조적으로 배플의 크기가 유한인 구형 변환기에 대한 방사 임피던스의 해석은 강체 배플상의 피스톤 음원에 대하여 Wakana 등은 Hankel 함수와 Legendre 함수의 급수형태로 자기 방사 임피던스 및 상호 방사 임피던스를 계산하였으며, 간단한 모델을 통하여 실험에 의해 확인하였다[4, 26].

위와 같이 방사 임피던스에 관한 연구는 무한 크기의 배플상의 원판형 피스톤 음원을 시작으로 변환기 및 방사면의 형태에 따라 다양하게 이루어졌으나, 무한 크기 강체 배플이라는 조건하에서 주로 해석되었으며 배플의 크기 및 비강체 배플의 적용을 고려한 배플의 재질 변화에 따른 해를 구하기에는 많은 어려움이 따르게 되어 알려진 해가 거의 없는 상태이다.

1. 2 연구 목적

전기음향 변환기의 실제적인 사용에 있어서 방사 임피던스의 고려는 음원의 형태, 배플의 크기 및 배플의 재질 변화에 따라 달리 고려되어야 하지만, 해를 구함에 있어 어려움이 따르게 되어 그 적용은 한정되어 있다.

배플의 크기 및 재질 변화에 따른 방사 임피던스 해석에 있어서 이론적 계산의 어려움을 극복하고, 해석 대상의 형상 변화와 재질 변화 등에 강인한 해석 수단으로 알려진 유한요소법에 기초한 2차원

축대칭 유한요소법과 하이브리드형 무한요소법이 결합된 음장 해석 알고리듬을 사용하여 방사 임피던스 및 음압 분포 특성을 고찰하고자 한다.

원판형 피스톤 음원에 있어서 배플의 크기 변화 및 배플의 재질 변화에 따른 자기 방사 임피던스의 변화를 고찰하고, 자기 방사 임피던스의 변화가 음압 분포 특성에 미치는 영향을 고찰한다. 또한, 구형 배플상의 피스톤 음원에 대해서 배플의 크기 변화 및 배플의 재질 변화에 따른 자기 방사 임피던스 및 상호 방사 임피던스 변화와 이에 따른 음압 분포 특성을 고찰하고자 한다.

1. 3 논문의 구성

2장에서는 본 연구의 결과를 비교하고 검증하는데 필요한 기준 자료로서 활용하기 위하여 피스톤 음원의 방사 임피던스 및 음압 분포 특성에 관하여 기존의 이론해에 대하여 기술한다. 음원으로는 무한 크기의 강체 배플상의 원판형 피스톤 음원과 구형 강체 배플상의 피스톤 음원으로 설정한다.

3장에서는 본 연구에서 사용된 2차원 축대칭 유한요소법과 하이브리드형 무한요소법의 정식화 과정에 대하여 기술한다.

4장에서는 유한 크기의 강체 배플상의 피스톤 음원에 대한 자기 방사 임피던스 및 음압 분포 특성의 해석을 통하여 배플의 크기 변화에 따른 음향 특성 변화를 고찰한다. 또한, 유한 크기의 비강체 배플상의 피스톤 음원에 대한 음향 특성 변화의 해석을 통하여 배플

의 크기 및 배플의 재질 변화에 따른 고찰을 행한다.

5장에서는 구형 강체 배플상의 피스톤 음원에 대한 자기 방사 임피던스 및 음압 분포 특성을 해석하고, 피스톤 음원간의 상호 방사 임피던스 특성을 해석한다. 또한, 구형 비강체 배플상의 피스톤 음원에 대한 자기 방사 임피던스 및 상호 방사 임피던스 특성 변화의 해석을 통하여 구형 배플의 재질 변화에 따른 고찰을 행한다.

제 2 장 피스톤 음원의 음향 특성

이 장에서는 본 연구에서 목적으로 하는 원판형 피스톤 음원 및 구형 배플상의 피스톤 음원의 방사 임피던스와 음압 분포 해석에 사용되는 2차원 축대칭 유한요소법과 하이브리드형 무한요소법이 결합된 알고리듬의 적용에 따른 타당성 검증에 필요한 기준 자료로서 활용하기 위하여 원판형 피스톤 음원의 음압 분포 특성 및 자기 방사 임피던스 특성, 구형 배플상의 피스톤 음원의 음압 분포 특성과 자기 방사 임피던스 및 상호 방사 임피던스 특성에 관하여 기존의 이론적 해석해에 대하여 기술한다.

일반적으로 음파 방사 문제의 취급에 있어서 음원은 크게 점(点)음원 및 면(面)음원으로 설정하고 있으며, 면음원의 경우 진동면의 형태를 원형, 사각형 음원 또는 원통형 등으로 가정한다. 이때 진동면은 무한 크기의 강체 배플상에 끼워져 있으며 피스톤 진동을 하는 것으로 설정하여 방사 임피던스 등의 음향 특성을 이론적으로 해석하고 있다[1, 3~5].

2. 1절에는 무한 크기 강체 배플상의 원판형 피스톤 음원에 대하여 음향축상의 임의 거리에서의 음압과 자기 방사 임피던스의 해에 대하여 기술하고, 2. 2절에는 음원을 포함한 배플의 형태가 구 형태를 가지는 구형 강체 배플상의 피스톤 음원에 대한 음향 특성의 이론적인 해석해로 알려진 구형 강체 배플상의 볼록면(凸面 : Convex) 음원의 진동이 반경 방향과 축방향인 경우에 대하여 자기 방사 임피던스, 상호 방사 임피던스 및 음압의 해에 대하여 기술한다.

2. 1 무한 강체 배플상의 원판형 피스톤 음원

2. 1. 1 음압 분포 특성

원판형 피스톤 음원에 의해 형성되는 음장의 계산에 있어서 해석 대상은 간략화를 위하여 그림 2.1과 같이 피스톤 음원은 무한 크기의 강체 배플에 끼워져 있고, 일정 진폭을 가지는 피스톤 진동을 하는 것으로 가정하고 있다. 또한, 계산의 간략화를 위하여 원판형 피스톤 음원에 수직한 음향축상의 임의점을 관측점 P로 설정하고, 관측점에 형성되는 음압을 계산하는 것으로 한다.

먼저 진동속도 V_0로 피스톤 진동을 하는 원판형 음원에 의해 음향축상의 거리 r만큼 떨어진 관측점 P에 발생되는 속도 포텐셜 ϕ는 식 (2-1)과 같이 미소면적 dS에 의해 관측점 P에 발생되는 속도 포텐셜 $d\phi$를 구한 후 음원의 전체 면적에 관하여 면적 적분하여 계산되어진다[1, 3].

$$\phi = \frac{V_0}{2\pi} \int\int_s \frac{e^{j(\omega t - kr)}}{r} dS$$

$$d\phi = \frac{V_0 e^{j(\omega t - kr)}}{2\pi r} dS \qquad (2\text{-}1)$$

$$r = \sqrt{\rho^2 + z^2}, \quad dS = \rho d\rho d\varphi \qquad (2\text{-}2)$$

여기에서 ω는 각주파수이고, k는 파수이다. 그리고, 거리 r과 미소면적 dS는 그림 2.1에서 나타낸 바와 같이 식 (2-2)로 나타낼 수 있

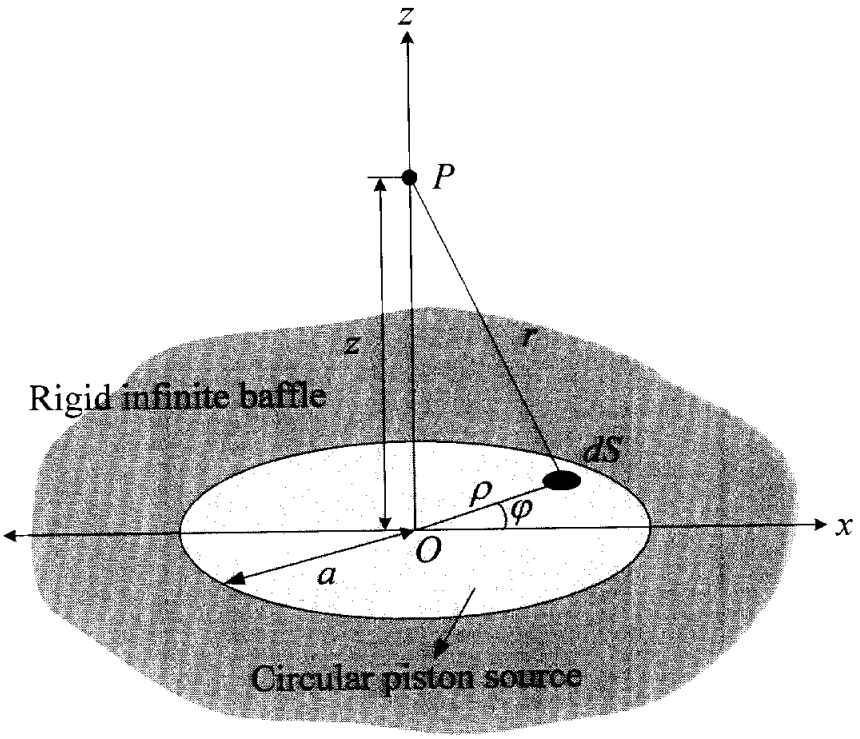


그림 2.1 무한 크기 강체 배플상의 원판형 피스톤 음원

Fig. 2.1. Circular piston source on the rigid infinite baffle.

으며, 식 (2-1)에 대입하여 면적 적분을 행하면 속도 포텐셜 ϕ는 식 (2-3)과 같이 나타내어진다.

$$\begin{aligned}\phi &= \frac{V_0 e^{j\omega t}}{2\pi}\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^a \frac{e^{-jkr}}{r}\rho d\rho \\ &= V_0 e^{j\omega t}\int_0^a \frac{e^{-jkr}}{r}\rho d\rho\end{aligned} \tag{2-3}$$

식 (2-2)의 관계식으로부터 구해진 $\rho\, d\rho = r\, dr$를 식 (2-3)에 대입하면 다음과 같이 나타내어진다.

$$\begin{aligned}\phi &= V_0 e^{j\omega t}\int_z^{\sqrt{z^2+a^2}} e^{-jkr} dr \\ &= -\frac{V_0 e^{j\omega t}}{jk}\left(e^{-jk\sqrt{z^2+a^2}} - e^{-jkz}\right)\end{aligned} \tag{2-4}$$

또한, 연산 공식 (2-5)를 식 (2-4)에 대입하면 속도 포텐셜 ϕ는 식 (2-6)과 같이 구해진다.

$$e^{-j\alpha} - e^{-j\beta} = -j\,2\sin\frac{\alpha-\beta}{2}\cdot e^{-j\frac{\alpha+\beta}{2}} \tag{2-5}$$

$$\phi = \frac{2\,V_0 e^{j\omega t}}{k}\left\{\sin\frac{k}{2}\left(\sqrt{z^2+a^2}-z\right)\cdot e^{-j\frac{k}{2}\left(\sqrt{z^2+a^2}+z\right)}\right\} \tag{2-6}$$

위에서 구한 속도 포텐셜 ϕ로부터 음향축상의 거리 r에 위치한 관

측점 P에서의 음압 $p_{ax}(r)$는 식 (2-7)로, 그 절대치는 식 (2-8)과 같이 구해진다[1, 3].

$$\begin{aligned} p_{ax}(r) &= j\omega\rho_0\phi \\ &= \frac{j\omega\rho_0\, 2\, V_0 e^{j\omega t}}{k}\left\{\sin\frac{k}{2}(\sqrt{z^2+a^2}-z)\cdot e^{-j\frac{k}{2}(\sqrt{z^2+a^2}+z)}\right\} \end{aligned} \tag{2-7}$$

$$|p_{ax}(r)| = \rho_0 c \mid V_0\left|2\sin\frac{k}{2}(\sqrt{z^2+a^2}-z)\right| \tag{2-8}$$

여기서 ρ_0는 매질의 밀도이고, c는 매질의 음속이다.

2. 1. 2 자기 방사 임피던스

전절에서와 같이 원판형 피스톤 음원이 무한 크기의 강체 배플에 끼워져 있는 경우에 대하여 음장의 반작용력에 의해 발생되는 자기 방사 임피던스는 Rayleigh의 적분식을 이용하면 다음과 같이 구해진다.

그림 2.1에 나타낸 원판형 피스톤 음원에 있어서 방사면의 단면을 나타내면 그림 2.2와 같이 나타낼 수 있다. 여기서 원판형 피스톤 음원은 그림 2.1에서와 같은 조건으로 반경 a, 진동속도 V_0로 일정 진동을 하고 있고, 무한 크기의 강체 배플에 끼워져 있으며 밀도가 ρ_0인 음향 매질로부터 반작용력을 받고 있다.

진동면상의 임의의 미소 면적 dS가 거리 r 떨어져 있는 다른 미

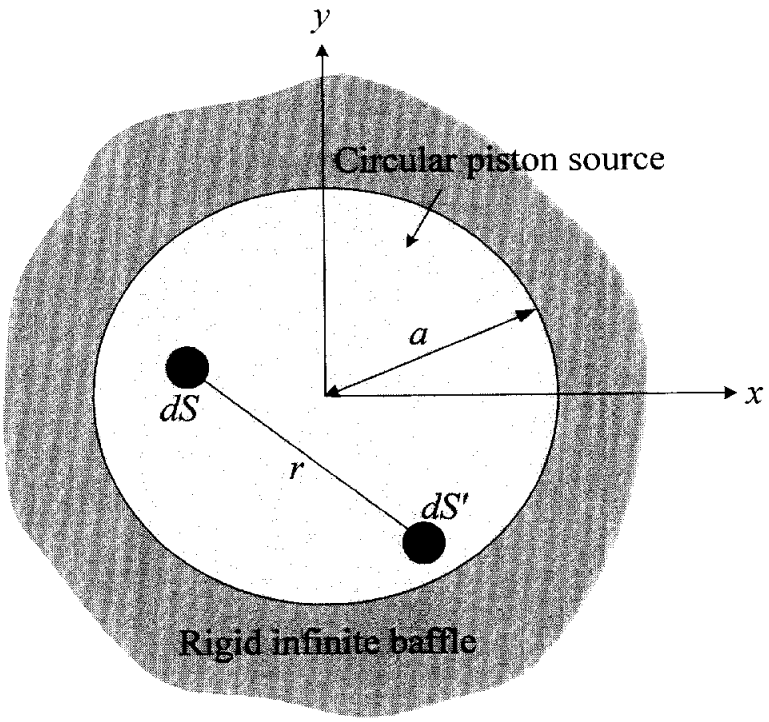


그림 2.2 원판형 피스톤 음원의 방사면

Fig. 2.2. Radiation surface of the circular piston source.

소 면적 dS'에 만드는 속도 포텐셜 $d\phi_{dS'}$ 및 음압 $dp_{dS'}$는 식 (2-9)와 같다. 여기에서는 정상상태를 대상으로 하여 시간 t 에 대한 항은 소거하여 나타낸다.

$$d\phi_{dS'} = \frac{V_0 e^{-jkr}}{2\pi r} dS'$$
$$dp_{dS'} = \frac{j\omega\rho_0 V_0 e^{-jkr}}{2\pi r} dS' \tag{2-9}$$

미소 면적 dS'에 생기는 방사면 전체로부터의 음압 $p_{dS'}$는 식 (2-9)를 면적 적분하여 다음과 같이 구해진다.

$$p_{dS'} = \int_{S'} dp_{dS'} = \frac{j\omega\rho_0 V_0}{2\pi} \int_{S'} \frac{e^{-jkr}}{r} dS' \tag{2-10}$$

반작용력 F는 미소 면적 dS'에 생기는 음압 $p_{dS'}$를 전체 진동면에 대하여 적분하여 다음과 같이 구해진다.

$$F = \int_S p_{dS'} dS = \frac{j\omega\rho_0 V_0}{2\pi} \int_S \int_{S'} \frac{e^{-jkr}}{r} dS' dS \tag{2-11}$$

따라서 자기 방사 임피던스는 방사면에서의 음향 매질에 의한 반작용력 F와 음원의 진동속도 V_0의 비로서 식 (2-12)와 같이 나타내어진다.

$$Z_r = \frac{F}{V_0} = \frac{j\omega\rho_0}{2\pi}\int_S\int_{S'}\frac{e^{-jkr}}{r}\,dS'\,dS \qquad (2\text{-}12)$$

최종적으로 식 (2-12)를 적분하게 되면 무한 크기의 강체 배플상의 원판형 피스톤 음원에 대한 자기 방사 임피던스의 해는 다음과 같이 파수 k와 반경 a에 대하여 급수의 형태로 주어진다. 여기서 $J_1(x)$는 제1종 Bessel함수이며 $S_1(x)$는 Struve 함수이다[1, 3~5].

$$\begin{aligned} Z_r &= R_r + jX_r \\ &= \pi a^2\rho_0 c\left[\left\{1-\frac{J_1(2ka)}{ka}\right\}+j\frac{S_1(2ka)}{ka}\right] \end{aligned} \qquad (2\text{-}13)$$

$$J_1(x) = \frac{x}{2}\left(1-\frac{1}{2\cdot 4}x^2+\frac{1}{2\cdot 4^2\cdot 6}x^4-\frac{1}{2\cdot 4^2\cdot 6^2\cdot 8}x^6+\cdots\right)$$

$$S_1(x) = \frac{2}{\pi}x^2\left(\frac{1}{1\cdot 3}-\frac{1}{1\cdot 3^2\cdot 5}x^2+\frac{1}{1\cdot 3^2\cdot 5^2\cdot 7}x^4-\cdots\right)$$

여기에서 R_r은 자기 방사 임피던스의 실수부인 자기 방사 저항이고, X_r은 자기 방사 임피던스의 허수부인 자기 방사 리액턴스이다.

그림 2.3에는 식 (2-13)의 이론해로부터 계산된 자기 방사 임피던스에 방사면의 면적 $S(=\pi a^2)$와 매질의 특성 임피던스 $\rho_0 c$로 정규화한 자기 방사 저항 밀도 및 자기 방사 리액턴스 밀도를 각각 나타내고 있다. 자기 방사 저항 밀도의 경우 낮은 ka의 영역에서는 음향 매질에 의한 저항성이 크게 작용되지 않기 때문에 그 값은 작으나, ka가 증가할수록 매질에 의한 저항성이 증가하게 되어 매질의

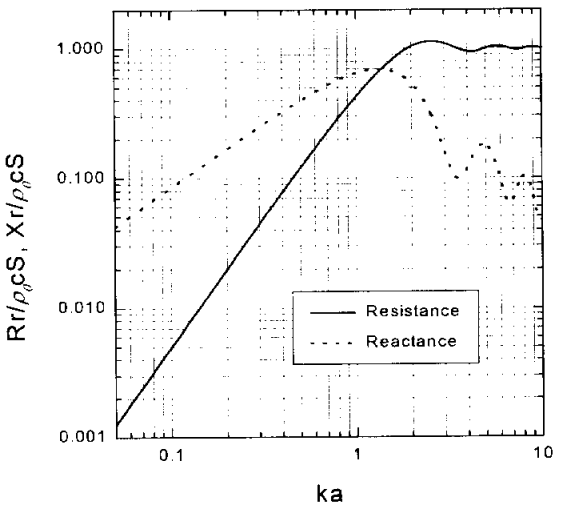


그림 2.3 무한 크기 강체 배플상의 원판형 피스톤 음원의 자기 방사 임피던스 밀도

Fig. 2.3. Self-radiation impedance density for circular piston source on the rigid infinite baffle.

특성 임피던스에 점근한다는 것을 나타내고 있다. 또한, 자기 방사 리액턴스 밀도는 방사면의 진동에 따른 방사면 전후(前後)에서의 음향 매질의 입자 이동에 의해 발생되는 음향 에너지 손실을 나타내며, 방사면에 음향 매질이 부가되어 방사면과 같이 진동하는 부가질량(Additional mass)으로 간주된다[1, 3]. 따라서, 자기 방사 리액턴스 밀도의 경우 $ka<1.5$의 영역에서는 일정 두께의 부가질량이 각주파수 ω로 진동하는 경향을 나타내지만, 높은 ka의 영역에서는 파수 k 또는 반경 a가 증가하기 때문에 음향 매질의 입자 이동에 의한 부가질량 효과가 감소하게 되고 이것에 의해 자기 방사 리액턴스 밀도가 감소된다는 것을 나타내고 있다.

2. 2 구형 강체 배플상의 피스톤 음원

구형 강체 배플상의 피스톤 음원에 대한 음장의 해석은 이상적으로는 구형 배플의 일부를 절단하는 것에 의해 원판형 음원이 피스톤 진동을 하는 것으로 모델을 설정해야 하기 때문에 계산이 까다롭게 되기 때문에 일반적으로 구형 강체 배플상에 볼록면 음원이 반경 방향 진동 또는 축방향 진동하는 모델로 상정(想定)하여 이론적으로 해석하고 있다[4].

2. 2. 1 음압 분포 특성

반경 b의 강체 구형 배플에 방사각 θ_0의 크기를 가지는 구형 강

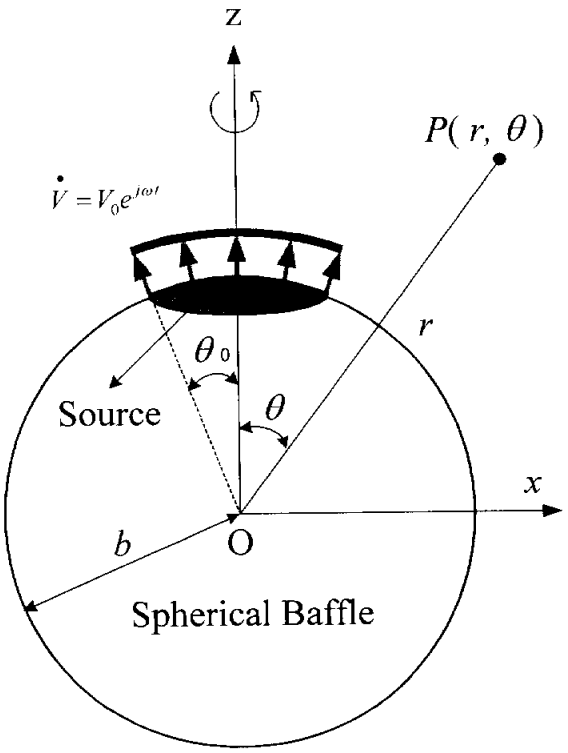


그림 2.4 구형 강체 배플상의 볼록면 음원- I

Fig. 2.4. Convex source on the rigid spherical baffle- I .

체 배플상의 볼록면 음원이 반경 방향으로 일정 진동을 할 경우의 음장은 일반적으로 그림 2.4와 같이 나타낼 수 있으며, 방사면으로부터 거리 r 떨어진 임의의 점 $P(r,\theta)$에 형성되는 음장은 다음과 같이 알려져 있다.

먼저 속도 포텐셜 ϕ는 식 (2-14)으로 나타내어진다[4].

$$\phi = b\sum_{n=0}^{\infty}\frac{A_n h_n^{(2)}(kr)}{kb\, h_{n+1}^{(2)}(kb) - n\, h_n^{(2)}(kb)}\; P_n(\cos\theta)\; e^{j\omega t} \qquad (2\text{-}14)$$

$$A_n = \frac{2n+1}{2}\int_{-1}^{1} V_0(\theta)\; P_n(x)\,dx$$
$$\left(\begin{array}{ll} V_0(\theta) = V_0 & 0 < \theta < \theta_0 \\ V_0(\theta) = 0 & \theta_0 < \theta < \pi \end{array}\right) \qquad (2\text{-}15)$$

여기에서 $h_n^{(2)}(x)$는 Hankel 형식의 구 Bessel 함수이고, $P_n(x)$는 Legendre 함수이다. Legendre 함수의 적분공식을 사용하면 식 (2-15)는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned} A_n &= \frac{2n+1}{2}\, V_0 \int_{\cos\theta_0}^{1} P_n(x)\,dx \\ &= \frac{1}{2}\, V_0\, \{P_{n-1}(\cos\theta_0) - P_{n+1}(\cos\theta_0)\} \end{aligned} \qquad (2\text{-}16)$$

식 (2-14)에 위에서 구한 식 (2-16)를 대입하면 관측점 $P(r,\theta)$에 있어서의 속도 포텐셜 ϕ는 다음과 같이 된다.

$$\phi = b\,\frac{1}{2}\,V_0 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{h_n^{(2)}(kr)}{kb\,h_{n+1}^{(2)}(kb) - n\,h_n^{(2)}(kb)} \times\{P_{n-1}(\cos\theta_0) - P_{n+1}(\cos\theta_0)\}\,P_n(\cos\theta)\,e^{j\omega t} \tag{2-17}$$

음압 p는 속도 포텐셜 ϕ로부터 식 (2-18)과 같이 구해진다.

$$\begin{aligned} p &= j\omega\rho_0\phi \\ &= \frac{1}{2}\,\rho_0 c\,V_0 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{jkb\,h_n^{(2)}(kr)}{kb\,h_{n+1}^{(2)}(kb) - n\,h_n^{(2)}(kb)} \\ &\quad \times\{P_{n-1}(\cos\theta_0) - P_{n+1}(\cos\theta_0)\}\,P_n(\cos\theta)\,e^{j\omega t} \end{aligned} \tag{2-18}$$

2. 2. 2 자기 방사 임피던스

구형 강체 배플상의 볼록면 음원의 반경 방향 진동에 대한 자기 방사 임피던스의 경우에도 2. 1. 2절의 원판형 피스톤 음원을 대상으로 한 경우에서와 같은 방법으로 구할 수 있다.

먼저 음향 매질에 의한 반작용력 F는 진동면에 작용하는 반항 음압 p_{rea}를 면적 적분하는 것에 의해 구해진다. 따라서 임의의 관측점 $P(r,\theta)$에서의 음압을 나타내는 식 (2-18)에서 음원으로부터의 거리 r을 구형 배플의 반경 b가 되도록 하면 반항 음압 p_{rea}는 식 (2-19)와 같이 구해지고, 반작용력 F는 식 (2-20)과 같이 구해진다[4]. 또한, 시간 t 에 대한 항은 2. 1. 2절의 원판형 피스톤 음원을 대상으로 한 경우에서와 마찬가지로 정상상태를 대상으로 하기 때문에 소거하여 나타낸다.

$$p_{rea} = j\omega\rho_0\phi \mid_{r\to b}$$

$$= \frac{1}{2}\rho_0 c\, V_0 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{jkb\, h_n^{(2)}(kb)}{kb\, h_{n+1}^{(2)}(kb) - n\, h_n^{(2)}(kb)} \times \{P_{n-1}(\cos\theta_0) - P_{n+1}(\cos\theta_0)\}\, P_n(\cos\theta)\, e^{j\omega t} \tag{2-19}$$

$$F = \int\int p_{rea}\, dS$$

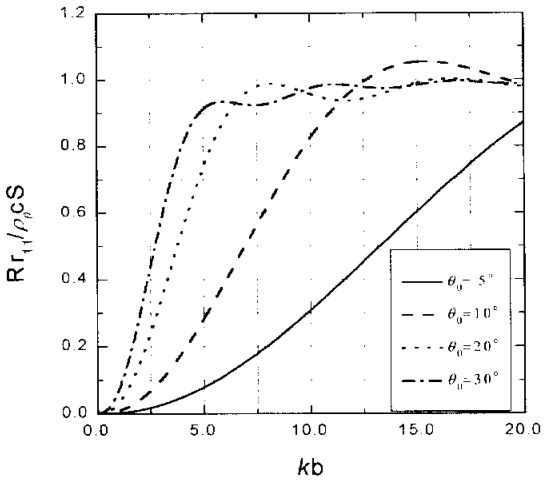
$$= (\pi b^2 \rho_0 c)\, V_0 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{kb\, h_n^{(2)}(kb)}{kb\, h_{n+1}^{(2)}(kb) - n\, h_n^{(2)}(kb)} \times \frac{j}{2n+1}\{P_{n-1}(\cos\theta_0) - P_{n+1}(\cos\theta_0)\}^2 e^{j\omega t} \tag{2-20}$$

자기 방사 임피던스 $Z_{r_{11}}$는 진동면에서의 반작용력 F와 음원의 진동속도 V_0의 비로써 식 (2-21)과 같이 구해진다.

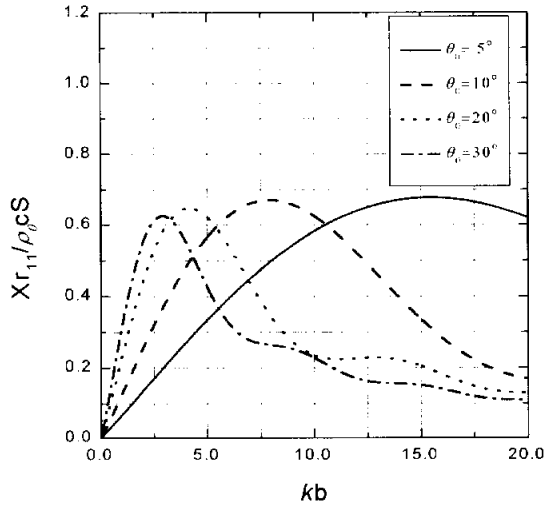
$$Z_{r_{11}} = R_{r_{11}} + j\, X_{r_{11}} = \frac{F}{V_0} = \frac{2\pi b^2(1-\cos\theta_0)\rho_0 c}{2(1-\cos\theta_0)} \times \sum_{n=0}^{\infty} \frac{kb\, h_n^{(2)}(kb)}{kb\, h_{n+1}^{(2)}(kb) - n\, h_n^{(2)}(kb)} \times \frac{j}{2n+1}\{P_{n-1}(\cos\theta_0) - P_{n+1}(\cos\theta_0)\}^2 \tag{2-21}$$

여기에서 $R_{r_{11}}$은 자기 방사 저항, $X_{r_{11}}$은 자기 방사 리액턴스이고, $\{2\pi b^2(1-\cos\theta_0)\}$는 방사각 θ_0에 따른 볼록면의 전면적이다.

그림 2.5(a) 및 (b)는 각각 볼록면의 방사각 θ_0가 5^o, 10^o, 20^o,



(a) Resistance



(b) Reactance

그림 2.5 구형 강체 배플상의 볼록면 음원의 자기 방사 임피던스- I

Fig. 2.5. Self-radiation impedance density for convex source on the rigid spherical baffle- I .

30^o인 경우에 대하여 식 (2-21)에 의해 구해진 자기 방사 임피던스 밀도, 즉 자기 방사 저항 밀도와 자기 방사 리액턴스 밀도를 나타내고 있다.

자기 방사 저항 밀도의 경우 낮은 *kb*영역에서 방사각의 증가에 따라 증가하는 경향을 나타내고 있으며, 이러한 경향은 방사면 면적이 증가하고 이에 따라 음향 매질에 의한 저항성이 증가하기 때문이다. 또한, 높은 *kb*영역에서는 음향 매질에 의한 저항성을 크게 받지 않기 때문에 낮은 *kb*영역에서의 결과와 같은 큰 차이는 나타나지 않고 1.0에 점근하고 있다. 자기 방사 리액턴스 밀도의 경우 전체적으로 일정 *kb*영역까지는 증가한 후 다시 0.0으로 감소하는 경향을 나타내고 있으며, 방사각의 증가에 따라서 최대치를 가지는 *kb*영역이 감소하는 경향을 나타내고 있다. 이것은 방사면의 면적이 증가함에 따라 음향 매질에 의한 부가질량 효과가 증가하게 되고, 최대치에 점근하는 기울기도 급하게 되기 때문이다.

2. 2. 3 상호 방사 임피던스

전절에서 기술한 자기 방사 임피던스는 단일 음원에 대한 고려로서 복수개의 음원이 존재할 경우에 있어서는 음원간의 간섭의 영향을 파악하기 위하여 상호 방사 임피던스의 고려가 필요하게 된다.

구형 배플상의 피스톤 음원에 대한 상호 방사 임피던스 $Z_{r_{12}}$의 해석의 경우에 있어서도 2. 2절에서 기술한 바와 같이 해석의 까다로움으로 인하여 그림 2.6과 같은 구형 강체 배플상의 볼록면 음원의 축

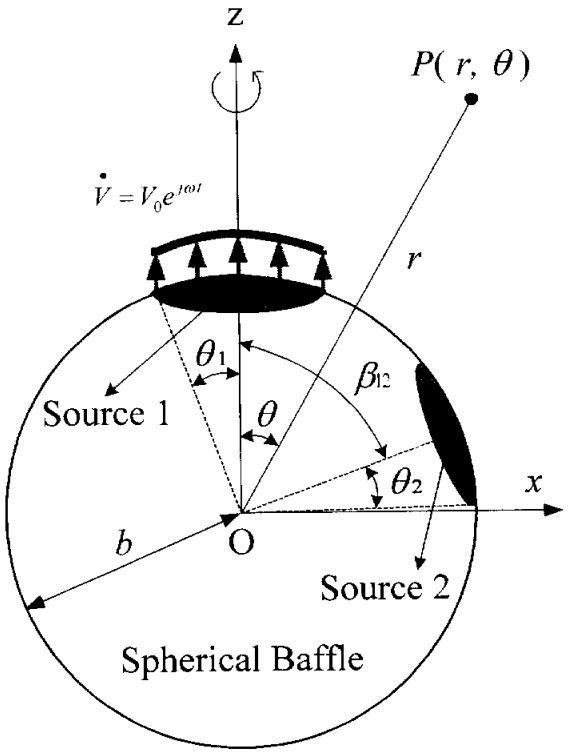


그림 2.6 구형 강체 배플상의 볼록면 음원-Ⅱ

Fig. 2.6. Convex sources on the rigid spherical baffle-Ⅱ.

방향 진동에 대한 모델로 상정하여 이론적으로 해석하고 있다.

상호 방사 임피던스 $Z_{r_{12}}$는 두 개의 볼록면 음원 1과 음원 2가 각각 방사각의 크기 θ_1, θ_2를 가지고 반경 b의 강체 구형 배플에 음원간의 각도 β_{12}로 끼워져 있을 경우, 음원 1의 진동에 의해 음향 매질에 방사된 음파로부터 음원 2에서의 방사 임피던스를 계산하는 것으로 식 (2-22)와 같이 알려져 있다[26].

$$\begin{aligned} Z_{r_{12}} &= R_{r_{12}} + j X_{r_{12}} \\ &= -j \frac{\rho_0 c S}{\sin^2 \theta_1} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{2n+1} \cdot \frac{h_n^{(2)}(kb)}{h_n^{(2)'}(kb)} \\ &\qquad \cdot P_n(\cos \beta_{12}) \cdot I_{n1} \cdot I_{n2} \end{aligned} \tag{2-22}$$

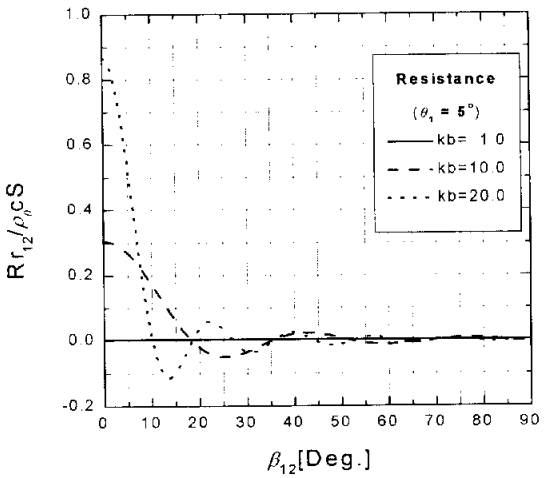
$$h_n^{(2)'}(kb) = \frac{n}{kb} \cdot h_n^{(2)}(kb) - h_{n+1}^{(2)}(kb)$$

$$I_{n\nu} = (2n+1) \int_{\cos \theta_\nu}^{1} x P_n(x)\, dx \quad (\nu = 1, 2)$$

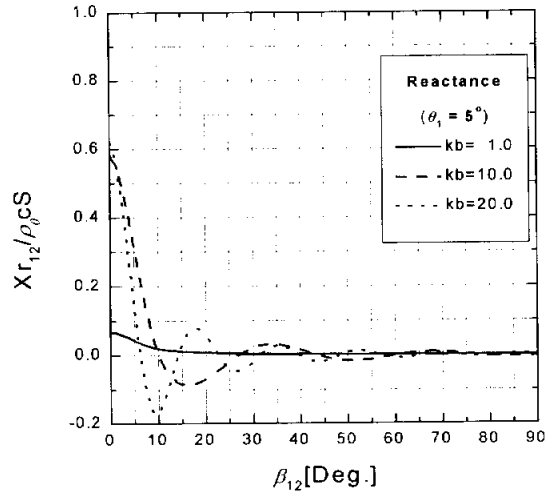
여기에서 $R_{r_{12}}$ 및 $X_{r_{12}}$는 각각 상호 방사 저항, 상호 방사 리액턴스이다.

그림 2.7은 볼록면의 방사각의 크기 θ_1, θ_2가 5^o인 경우에 있어서 식 (2-22)으로부터 계산된 상호 방사 임피던스를 방사면의 면적과 음향 매질의 특성 임피던스로 정규화하고, kb=1.0, 10.0, 20.0인 경우 음원간의 각도 β_{12}에 대한 상호 방사 임피던스 밀도의 결과이다.

상호 방사 저항 밀도 및 상호 방사 리액턴스 밀도는 자기 방사 저



(a) Resistance



(b) Reactance

그림 2.7 구형 강체 배플상의 볼록면 음원간의 상호 방사 임피던스

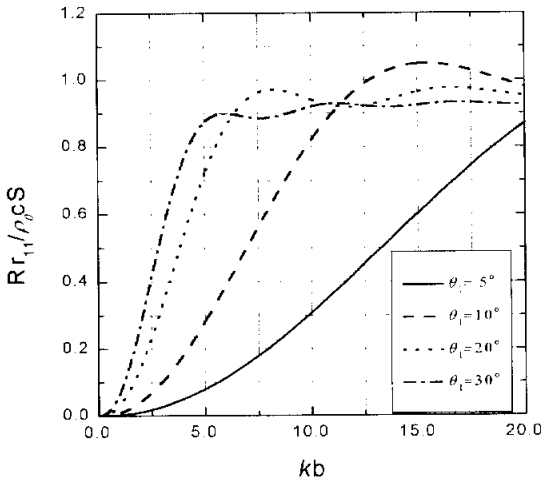
Fig. 2.7. Mutual-radiation impedance between convex sources on the spherical rigid baffle.

항 밀도 및 자기 방사 리액턴스 밀도에 해당하는 $\beta_{12}=0$에서 최대치를 가지고, 음원간의 거리가 멀어지면 0.0으로 점근하여 음원간의 상호 간섭이 감소한다는 것을 나타낸다. 또한, kb의 증가에 의해 상호 방사 저항 밀도 및 상호 방사 리액턴스 밀도가 0.0에 점근하는 음원간의 각도 β_{12}는 감소한다는 것을 나타낸다.

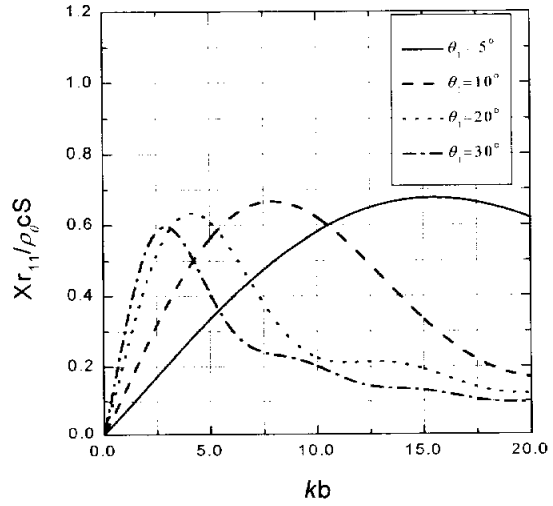
한편, 볼록면 음원의 축방향 진동에 대한 자기 방사 임피던스는 위 식 (2-22)에서 $\beta_{12}=0$로 설정하여 단일 음원이 되도록 하면 식 (2-23)와 같이 구해지고, 자기 방사 임피던스 밀도와 자기 방사 리액턴스 밀도의 결과는 그림 2. 8과 같다[4, 26].

$$Z_{r11} = -j\frac{\rho_0 cS}{\sin^2\theta_1}\sum_{n=0}^{\infty}(2n+1)\cdot\frac{h_n^{(2)}(kb)}{h_n^{(2)'}(kb)}\cdot\left[\int_{\cos\theta_1}^{1} xP_n(x)\,dx\right]^2 \tag{2-23}$$

그림 2.8(a) 및 (b)는 구형 강체 배플상의 볼록면 음원의 축방향 진동에 대한 자기 방사 저항 밀도 및 자기 방사 리액턴스 밀도를 방사각 θ_1가 5^o, 10^o, 20^o, 30^o인 경우에 대하여 나타내고 있다. 그림 2.5에 나타낸 볼록면 음원의 반경 방향 진동에 대한 자기 방사 저항 밀도 및 자기 방사 리액턴스 밀도의 결과와는 방사각이 30^o인 경우를 제외하고는 일치하는 결과를 나타내고 있으며, 방사각의 증가에 따른 자기 방사 저항 밀도 및 자기 방사 리액턴스 밀도의 변화 경향 또한 일치하고 있다. 볼록면 음원의 방사각이 30^o인 경우에 있어서



(a) Resistance



(b) Reactance

그림 2.8 구형 강체 배플상의 볼록면 음원의 자기 방사 임피던스-Ⅱ

Fig. 2.8. Self-radiation impedance density for convex source on the rigid spherical baffle-Ⅱ.

의 자기 방사 임피던스 밀도의 차이는 방사면의 반경 방향 진동과 축방향 진동에 의한 차이로서 자기 방사 리액턴스 밀도 보다 자기 방사 저항 밀도의 경우가 더 많은 차이를 가지고 있다. 이것은 방사면의 진동 방향에 대하여 음향 매질의 저항성이 다소 변화를 가짐을 알 수 있다. 또한, 이러한 영향은 방사각을 작게 하는 것에 의해 줄일 수 있다는 것을 알 수 있다.

제 3 장 축대칭 유한요소법과 하이브리드형 무한요소법

전기음향 변환기의 방사 임피던스 및 음압 분포 특성 등의 음향 특성의 실제적인 사용에 있어서는 음원의 형태, 배플의 크기 및 배플의 재질 변화에 따른 특성이 달리 고려되어야 하지만, 2장에서 기술한 바와 같이 알려진 해석해의 경우 강체 배플에 대한 결과로서 이러한 조건에 대한 고려가 포함되어 있지 않기 때문에 실제의 적용에는 제한이 따르게 된다. 따라서, 해석 대상의 형태 변화와 재질 변화 등에 강인한 해석 수단으로 알려진 유한요소법을 이용한 구조해석 알고리듬을 사용하고자 한다.

해석 대상인 원판형 피스톤 음원 및 구형 배플상의 볼록면 음원은 축대칭을 가지는 3차원 구조이므로 대칭축(Symmetric axis)을 중심으로 회전을 고려하면 2차원의 해석으로 충분하고, 진동면의 진동분포가 일정하다고 가정하면 진동계의 해석을 제외하여 계산 용량과 계산 시간의 절감이 가능하게 된다.

음향계의 영역은 헬름홀쯔 방정식(Helmholtz equation)으로 지배되는 축대칭 2차원 정상 음장 문제이며, 외부로 열려진 영역으로의 음향방사를 고려하여야 하는 개영역 문제이다[10, 27]. 이러한 개영역 문제의 취급에는 Bettess형 및 하이브리드형 등의 무한요소를 이용하는 것이 유효한 것으로 알려져 있다. Bettess형 무한요소는 간편하게 사용 가능하지만 무한요소에 새로운 절점(node)을 설정해야 할 필요가 있고, 미정정수를 적절히 설정하지 못하면 계산의 정도가 나빠지

게 되는 단점이 있다. 하지만 하이브리드형 무한요소는 지배방정식이나 차원에 대응하여 무한요소 행렬을 설정할 필요가 있지만, 무한요소에 대하여 새로운 절점을 설정할 필요가 없으며 계산의 정확도 또한 Bettess형에 비해 양호하다는 장점을 가지고 있다[28]. 다음은 이러한 축대칭 2차원 음장 해석을 위한 유한요소법과 하이브리드형 무한요소법의 정식화에 대하여 기술한다.

3. 1 유한요소법의 정식화

일반적으로 2차원 정상음장(定常音場)은 그림 3.1과 같이 간략히 나타낼 수 있으며 음장을 지배하는 헬름홀쯔 방정식은 식 (3-1)과 같이 나타낸다[10, 28, 29].

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + k^2 p = 0 \tag{3-1}$$

여기서 p는 음압, $k(=\omega/c)$는 파수, ω는 각주파수, c는 음속이다. 최종적인 해는 식 (3-1)의 지배방정식에 다음의 경계조건을 대입하여 구하게 된다.

$$\frac{\partial p}{\partial n} = \hat{q} \quad \text{(경계 } \Gamma_d\text{상의 구동 경계조건)} \tag{3-2}$$

$$\frac{\partial p}{\partial n} = 0 \quad \text{(경계 } \Gamma_n\text{상의 자연 경계조건)} \tag{3-3}$$

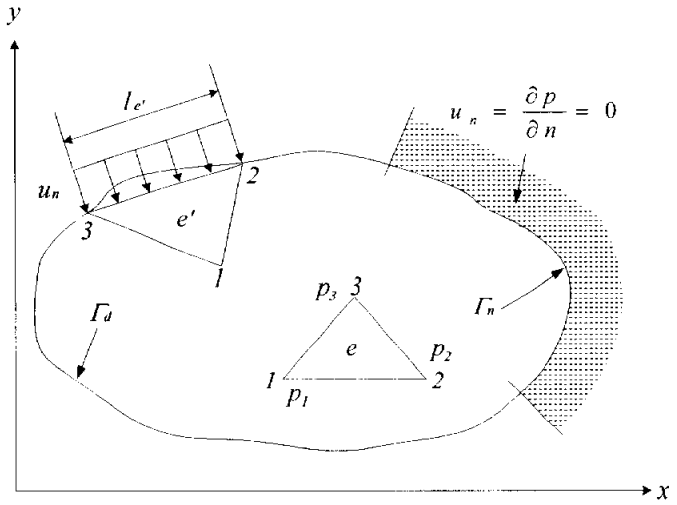


그림 3.1 2차원 음장과 삼각 요소

Fig. 3.1. Two dimensional acoustic field and triangular element.

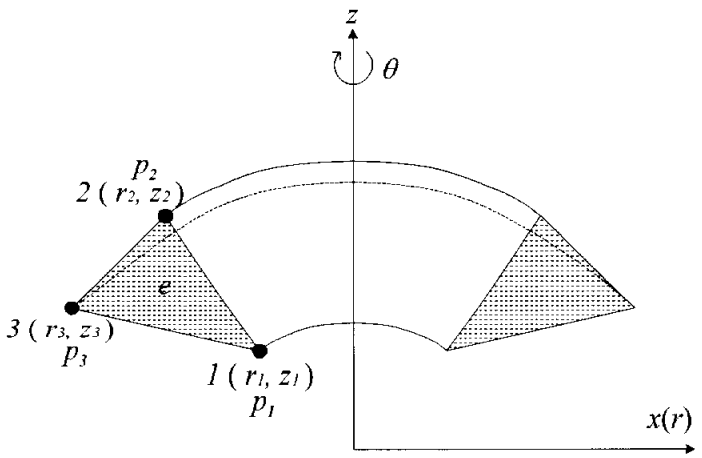


그림 3.2 축대칭 삼각 환형 요소

Fig. 3.2. Axis-symmetric triangular element.

$\partial/\partial n$은 외부 방향으로의 법선 방향 미분계수를 나타내고, $\hat{q}$는 구동 속도에 대응하는 미지 플럭스(flux), 경계 $\Gamma(=\Gamma_d+\Gamma_n)$는 음향계의 유한영역 Ω를 둘러싸고 있는 전체 경계, u_n은 구동변위 또는 입자 변위, l_e'는 외부로부터 구동되는 요소의 변의 길이이다.

위에서 설명한 바와 같이 축대칭 2차원 유한요소법은 2차원 유한요소법의 확장으로서 정식화의 원리는 지배방정식인 헬름홀쯔 방정식으로부터 음압 p를 미지수로 하는 범함수(Lagrangian expression)를 구하고, 변분원리(Variational principle)를 적용하여 지배방정식을 근사적으로 표현하는 이산화 방정식을 구하는 것이며, 그 과정은 다음과 같이 나타낼 수 있다[27~29].

축대칭 2차원 음장은 그림 3.2에 나타내는 축대칭 삼각 환형 요소를 이용하면 x, y를 r, z로 바꾸는 것으로써 삼각형 요소의 경우와 같이 취급할 수 있으며, 이 때의 범함수는 삼각 환형 요소 e에 대하여 포텐셜 에너지(Potential energy) V, 운동 에너지(Kinetic energy) T, 구동 음원 등과 같은 외부로부터의 구동력 W로서 다음과 같다.

$$L=\sum_e L_e=\sum_e (V_e-T_e-W_e) \tag{3-4}$$

$$\begin{aligned} T_e &= \frac{1}{2}\frac{1}{\rho_e\omega^2}\int\int\int_e\left\{\left(\frac{\partial p}{\partial r}\right)^2+\left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)^2\right\}drdzd\theta \\ &= \frac{1}{2}\frac{1}{\rho_e\omega^2}\int\int_e 2\pi r\left\{\left(\frac{\partial p}{\partial r}\right)^2+\left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)^2\right\}drdz \\ &= \frac{1}{2}\frac{1}{\omega^2}\{p\}_e{}^T[M^{(r)}]_e\{p\}_e \end{aligned}$$

$$V_e = \frac{1}{2}\frac{2\pi}{\rho_e c_e^2}\int\int_e 2\pi r\, p^2\, dr dz$$
$$= \frac{1}{2}\frac{1}{c_e^2}\{p\}_e^T[K^{(r)}]_e\{p\}_e$$

$$W_e = \int_{\Gamma_d} 2\pi r\, p u_n\, dl = U_n\{p\}_e^T\{W^{(r)}\}_e$$

여기서 $[K^{(r)}]_{e'}$ $[M^{(r)}]_{e'}$ $\{W^{(r)}\}_e$ 및 $\{p\}_e$는 각각 요소에 대한 강성행렬(Elastance matrix), 질량행렬(Inertance matrix), 배분벡터(Distribution vector), 음압 벡터(Sound pressure vector)이다. 또한, $\rho_{e'}$ $c_{e'}$ U_n은 각각 요소의 매질 밀도, 요소의 음속 및 구동변위 u_n의 진폭이다.

최종적인 이산화 방정식은 식 (3-4)에 변분원리(δL=0)를 적용하여 다음과 같이 구해진다.

$$([M^{(r)}] - k^2[K^{(r)}])\{p\} = -\omega^2 U_n\{W^{(r)}\} \qquad (3\text{-}5)$$

3. 2 하이브리드형 무한요소법의 정식화

음향 변환기의 방사 특성 해석은 외부로 열려진 영역으로의 음향 방사를 고려하여야 하는 개영역 문제이므로 전절에서 기술한 유한요소법에 무한의 방사 공간에 의한 영향을 고려할 수 있는 해석법이 추가되어야 한다.

이러한 무한영역을 고려하는 여러 가지 해석 방법 중 헬름홀쯔 문

제의 2차원 축대칭 하이브리드형 무한요소법은 다음과 같다. 대상 영역은 그림 3.3에서와 같이 가상경계 Γ에 의해 유한영역 Ω_F와 무한영역 Ω_I으로 나누고, 유한영역에는 전절에서 나타낸 유한요소법을 적용하고, 무한영역에는 헬름홀쯔 방정식을 만족하는 하이브리드형 무한요소법을 적용한다.

무한 영역에 있어서 헬름홀쯔 방정식을 만족하는 하이브리드형 범함수는 다음과 같이 주어진다[10, 28].

$$A_1 = \int_{\Gamma} \tilde{p}(q-\tilde{q})\, dl - \frac{1}{2}\int_{\Gamma} p\, q\, dl \tag{3-6}$$

여기에서 p 및 q는 무한영역 Ω_I내의 음압 및 플럭스($=\partial p/\partial n$)이고, $\tilde{p}$ 및 $\tilde{q}$는 가상 경계에 정의된 미지음압과 법선 방향의 플럭스이다. 식 (3-6)의 범함수를 가상 경계상의 성분 요소 Γ_e에 대한 범함수로 나타내면 다음과 같다.

$$L_{1e} = \{\beta\}^T[G]_{\Gamma e}\{\tilde{p}\}_{\Gamma e} - \frac{1}{2}\{\beta\}^T[H]_{\Gamma e}\{\beta\} - \{\tilde{p}\}^T{}_{\Gamma e}\{\tilde{Q}\}_{\Gamma e} \tag{3-7}$$

$$[G]_{\Gamma e} = \int_{\Gamma e}\{A_n\}\{L\}^T dl$$

$$[H]_{\Gamma e} = \int_{\Gamma e}\frac{1}{2}(\{A\}\{A_n\}^T + \{A_n\}\{A\}^T) dl$$

$$\{\tilde{Q}\}_{\Gamma e} = \int_{\Gamma e}\tilde{q}\{L\}_{\Gamma e} dl$$

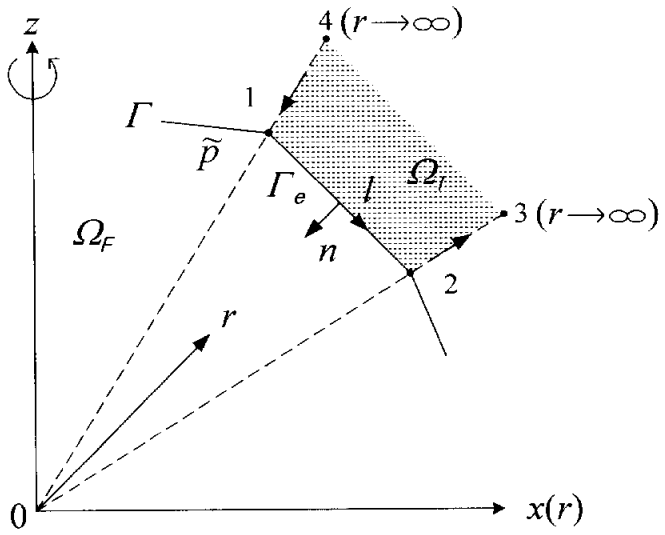


그림 3.3 하이브리드형 무한요소(2 절점)

Fig. 3.3. Hybrid type infinite element(2 node).

여기에서 $\{\beta\}$는 계수 벡터, $\{\mathcal{P}\}_{\Gamma e}$는 경계에 정의된 미지 음압 벡터, $\{\mathcal{Q}\}_{\Gamma e}$는 등가절점 플럭스 벡터이다. 또한, $\{A\}$, $\{A_n\}$ 및 $\{L\}$은 각각 일반해 벡터, $\{A\}$의 법선 방향 미분 벡터 및 경계에서 음압의 내삽함수(Interpolation)이다. 여기에서 $\{\beta\}$는 변분원리에 의해 식 (3-8)과 같은 관계식으로 주어진다.

$$\{\beta\} = [H]^{-1}[G]_{\Gamma e}\{\mathcal{P}\} \tag{3-8}$$

식 (3-8)로 주어진 $\{\beta\}$를 식 (3-7)에 대입하고, 범함수를 무한영역 전체에 대하여 나타내면 다음과 같이 된다.

$$L_I = \sum_{\Gamma_e} L_{Ie} = \sum_{\Gamma_e} \frac{1}{2} \{\mathcal{P}\}^T_{\Gamma e}[S]_{\Gamma e}\{\mathcal{P}\}_{\Gamma e} - \{\mathcal{P}\}^T_{\Gamma e}\{\mathcal{Q}\}_{\Gamma e} \tag{3-9}$$

$$[S]_{\Gamma e} = [G]^T_{\Gamma e}[H]^{-1}_{\Gamma e}[G]_{\Gamma e}$$

무한영역에 대한 이산화 방정식은 식 (3-9)에 변분원리($\delta L_I=0$)를 적용하면 식 (3-10)과 같이 가상의 경계에 관하여 구해진다.

$$[S]_{\Gamma}\{\mathcal{P}\}_{\Gamma} = \{\mathcal{Q}\}_{\Gamma} \tag{3-10}$$

여기에서 행렬 $[S]_{\Gamma}$는 가상의 경계 Γ에서 무한영역 Ω_I 방향으로 본 어드미턴스 행렬에 해당한다.

유한영역 Ω_F와 무한영역 Ω_I의 결합은 각각의 영역에 대한 이산

화 방정식을 식 (3-11)과 같은 유한영역과 가상 경계에 대한 어드미턴스 행렬 형태로 표현되는 이산화 방정식으로 연립하는 것에 의해 이루어진다.

$$\begin{bmatrix} [Y]_{FF} & [Y]_{F\Gamma} \\ [Y]_{\Gamma F} & [Y]_{\Gamma\Gamma} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \{p\}_F \\ \{\gamma\}_\Gamma \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \{Q\}_F \\ \{Q\}_\Gamma \end{bmatrix} \tag{3-11}$$

여기에서 $[Y]_{FF}$는 유한영역의 어드미턴스 행렬, $[Y]_{F\Gamma}$와 $[Y]_{\Gamma F}$는 유한영역과 가상 경계 사이의 등가 어드미턴스 행렬, $[Y]_{\Gamma\Gamma}$는 가상 경계에서의 어드미턴스 행렬이다. 그리고, $\{p\}_F$와 $\{Q\}_F$는 각각 유한영역에서의 음압 벡터와 구동 속도에 대응하는 플럭스 벡터이며, $\{\gamma\}_\Gamma$와 $\{Q\}_\Gamma$는 각각 가상 경계에서의 미지 음압 벡터와 가상 경계에서의 플럭스 벡터이다.

한편, 무한영역의 이산화 방정식인 식 (3-10)을 유한영역과 가상 경계를 표현하는 식 (3-11)에 대입하기 위해서는 다음과 같은 가상 경계에서의 적합조건을 이용하여야 한다.

$$\{\gamma\}^F{}_\Gamma = \{\gamma\}^I{}_\Gamma, \quad \{Q\}^F{}_\Gamma = \{Q\}^I{}_\Gamma \tag{3-12}$$

따라서, 유한영역을 표현하는 이산화 방정식인 식 (3-5)는 식 (3-11)의 $[Y]_{FF}$와 $\{Q\}_F$에 대응되어지고, 무한영역의 이산화 방정식은 식 (3-12)의 가상 경계에서의 적합조건에 의해 최종적으로 다음과 같은

연립 방정식으로 구해진다.

$$\begin{bmatrix} [M^{(r)}]-k^2[K^{(r)}] & [Y]_{F\Gamma} \\ [Y]_{\Gamma F} & [Y]_{\Gamma\Gamma}-[S]_{\Gamma} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \{p\}_F \\ \{p\}_{\Gamma} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\omega^2 U_n\{W^{(r)}\} \\ 0 \end{bmatrix} \tag{3-13}$$

따라서, 무한영역의 표현 및 유한영역과의 결합은 무한영역에 새로운 절점을 설정하지 않고 어드미턴스 행렬 $[S]_{\Gamma}$를 이용하여 가상의 경계 Γ를 정합적(整合的)으로 종단(終端)하는 것에 의해 가능하게 된다 [27].

제 4 장 FEM-HIEM을 이용한 원판형 피스톤 음원의 음향 특성 해석

무한 크기 강체 배플상의 원판형 피스톤 음원에 대하여 자기 방사 임피던스를 해석하고, 알려진 이론해와 비교하여 축대칭 2차원 유한요소법과 하이브리드형 무한요소법의 적용성을 검토하며 피스톤 음원에 의해 형성되는 음압 분포 특성을 해석한다.

배플의 크기 및 배플의 재질에 따른 자기 방사 임피던스의 변화 및 음압 분포 특성 변화를 해석하기 위하여 먼저 강체 배플상의 피스톤 음원에 대하여 배플의 크기를 가변하여 자기 방사 임피던스의 변화 및 음압 분포 특성 변화에 대하여 고찰한다. 또한, 실제의 적용을 고려하기 위하여 배플의 크기는 물론 배플의 재질 변화에 따른 자기 방사 임피던스 및 음압 분포 특성을 해석 검토한다.

4. 1 유한요소-하이브리드형 무한요소 모델

원판형 피스톤 음원의 음향 특성 해석의 유한요소-하이브리드형 무한요소(FE-HIE) 기본 모델은 그림 4.1과 같다. 원판형 피스톤 음원의 반경은 a, 배플의 반경은 R이며, 음원의 방사면은 일정 변위로 구동되도록 설정한다. 원판형 피스톤과 배플 및 음향계 영역은 유한요소로 분할하고, 개영역의 효과를 고려하기 위하여 유한요소의 종단에 하이브리드형 무한요소를 결합한다. 또한, 배플의 크기 및 재료

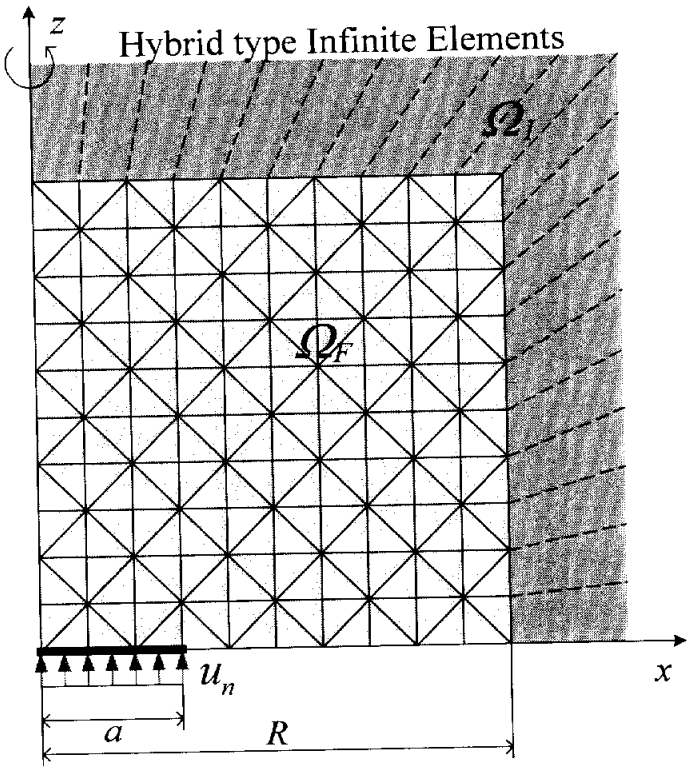


그림 4.1 원판형 피스톤 음원의 유한요소-하이브리드형 무한요소 모델

Fig. 4.1. FE-HIE model of circular piston source.

변화에 따른 음향 특성 변화를 해석하기 위하여 강체 배플인 경우 경계조건($u_n = \partial p/\partial n = 0$)을 대입하고, 비강체 배플인 경우 배플의 크기만큼 유한요소로 분할하고 재료 정수를 설정하였다.

자기 방사 임피던스의 계산은 방사면의 변위분포와 음압 분포를 계산하여 직접 해석할 수 있도록 식 (4-1)로 표현되는 계산 과정을 후처리 단계에 추가하여 자기 방사 임피던스 Z_r를 해석하였다.

$$Z_r = R_r + jX_r = \frac{F}{j\omega u_n} = \frac{1}{j\omega u_n} \iint_{\Gamma_d} p_d dS \qquad (4\text{-}1)$$

여기서 F는 음향 매질의 반작용력, u_n은 구동 변위, p_d는 구동면상의 음압을 나타낸다.

음압 분포 특성은 음향계의 영역에 해당하는 절점에 있어서 음압을 계산한 후 후처리 단계에서 저장하고, 음향축상의 음압 및 음향계 영역의 음압 분포를 MATLAB[30, 31]의 3차원 그래픽 함수를 이용하여 나타낸다.

4. 2 무한 크기 강체 배플

전절의 그림 4.1에 나타낸 유한요소-하이브리드형 무한요소 모델에 무한 크기의 강체 배플 조건을 만족하도록 경계조건을 설정하고, 음향 매질을 물로 설정하였을 경우의 자기 방사 저항 밀도 및 자기 방사 리액턴스 밀도를 계산한 결과를 그림 4.2에 각각 나타내었다.

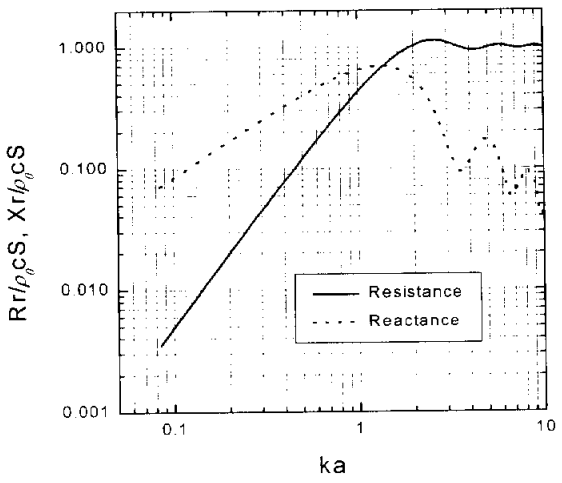


그림 4.2 무한 크기 강체 배플에서의 자기 방사 임피던스 밀도

Fig. 4.2. Self-radiation impedance density for the rigid infinite baffle.

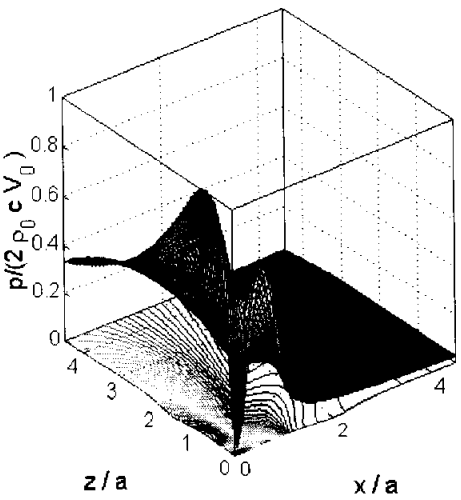


그림 4.3 무한 크기 강체 배플에서의 음압 분포($ka = 2\pi$)

Fig. 4.3. Sound pressure distribution for the rigid infinite baffle($ka = 2\pi$).

자기 방사 저항 밀도의 결과는 식 (2-13)으로부터 계산된 그림 2.3의 결과와 잘 일치하며, 자기 방사 리액턴스 밀도의 결과는 $ka > 7$ 영역에서 약간의 오차를 가지고 있지만, 이론적 해석해와 잘 일치하고 있다[1, 3~5]. 여기에서 자기 방사 임피던스는 ka가 증가함에 따라 평면파의 전파에서와 같이 $\rho_0 c\pi a^2$으로 되고 있다는 것을 확인할 수 있다. 한편, $ka > 7$ 영역에서 자기 방사 리액턴스 밀도의 오차는 파수 k가 증가함에 따라 음파의 파장이 짧아지는데 비하여 요소 분할이 충분하지 못한 결과이다.

그림 4.3은 $ka = 2\pi$의 조건으로 원판형 피스톤 음원이 진동할 경우 음향축(z)을 포함하는 방사면에 수직한 단면에 있어서의 음압 분포를 해석하여 나타낸 것이다. 음압의 절대치는 식 (2-8)에서 나타낸 바와 같이 $2\rho_0 c V_0$로 정규화하고, 방사면으로부터의 거리는 음원 반경 a로 정규화하여 나타내었다.

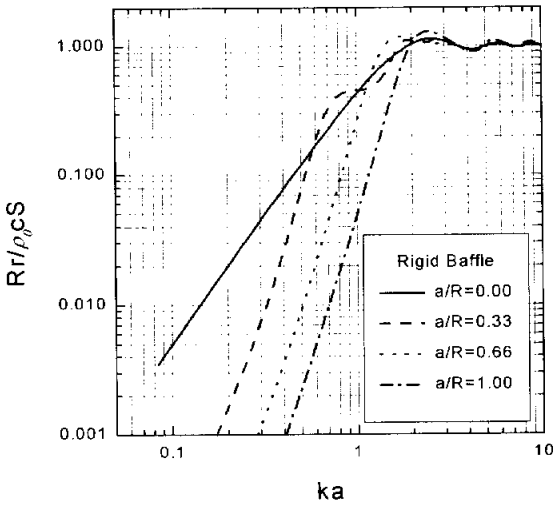
음파 방사면에 수직한 단면에서의 음압 분포는 음향축을 중심으로 높게 나타나고, 이러한 음압 분포는 방사면에서부터 점점 증가하여 $z/a = 0.7$ 부근에서 최대치를 가지며 거리가 멀어질수록 지수적으로 감소하고 있다. 음파 방사면에 수평한 x축 방향으로의 음압 분포에서는 무한크기 강체 배플에 의해 후면으로 음파 방사가 일어나지 않는 형태를 나타내고 있다.

이와 같이 무한크기 강체 배플의 자기 방사 임피던스 및 음압 분포의 계산을 통하여 2차원 축대칭 유한요소법과 하이브리드형 무한요소법이 결합된 알고리듬의 적용 타당함을 확인할 수 있다.

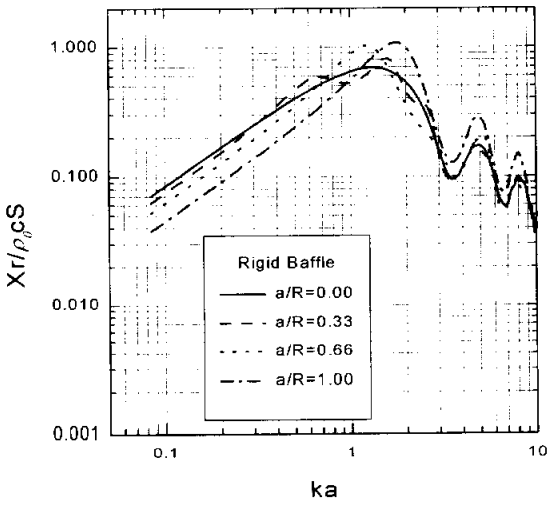
4. 3 유한 크기 강체 배플

강체 배플의 크기에 따른 방사 임피던스 밀도의 변화를 고찰하기 위하여 피스톤 음원의 반경 a는 고정하고, 배플의 크기 R을 가변하여 그 비 a/R이 0.33, 0.66 및 1.0이 되도록 하여 계산한 결과를 그림 4.4(a) 및 (b)에 나타내었다. 여기서 $a/R=0.0$인 경우는 무한 크기 강체 배플, $a/R=0.33$인 경우는 강체 배플의 반경 크기가 피스톤 음원의 반경 크기보다 3배, $a/R=0.66$인 경우는 강체 배플의 반경 크기가 피스톤 음원의 반경 크기보다 1.5배, $a/R=1.0$인 경우는 강체 배플의 반경 크기가 피스톤 음원의 반경 크기와 같은 경우로서 배플이 존재하지 않을 때의 결과이다.

강체 배플의 크기가 유한일 경우 그림 4.4(a)에 나타낸 바와 같이 자기 방사 저항 밀도는 낮은 ka영역에서 무한 크기 강체 배플에서의 결과와 배플이 존재하지 않는 결과의 값 사이에 존재하고, 높은 ka 영역에서는 강체 배플의 크기에 따라 많은 차이를 가지지 않고 1.0에 점근해 간다는 것을 알 수 있다. 이와 같은 결과는 2. 1. 2절에서 기술한 바와 같이 자기 방사 저항의 경우 방사면에 대한 음향 매질의 저항성으로 낮은 ka영역에서는 배플의 크기가 작아짐에 따라 방사면 전후로의 음향 매질의 입자 이동이 발생하게 되고 방사면에 대한 음향 매질의 저항성이 감소하는 것에 의한 결과이며, 높은 ka영역에서는 파장이 짧기 때문에 배플의 크기가 작아지더라도 방사면 전후로의 음향 매질의 입자 이동이 활발하지 않고 저항성에는 큰 변화가



(a) Resistance



(b) Reactance

그림 4.4 유한 크기 강체 배플에서의 자기 방사 임피던스 밀도

Fig. 4.4. Self-radiation impedance density for the rigid finite baffle.

발생되지 않는 것에 의한 결과이다.

그림 4.4(b)에 나타낸 자기 방사 리액턴스 밀도의 경우에서도 자기 방사 저항 밀도의 경우와 마찬가지로 낮은 ka영역에서 무한 크기 강체 배플에서의 결과와 배플이 존재하지 않는 결과의 값 사이에 존재하고, 높은 ka영역에서는 강체 배플의 크기에 따라 피크치(Peak value)에서의 차이를 제외하고는 많은 차이를 가지지 않고 0.0에 접근해 간다는 것을 알 수 있다. 자기 방사 리액턴스의 경우 낮은 ka 영역에서는 배플의 크기가 작아짐에 따라 음원 후방으로의 음향 매질의 입자 이동이 발생되어 상대적으로 방사면에서의 부가질량이 감소하는 것에 의한 결과이며, 높은 ka영역에서는 파장이 짧기 때문에 배플의 크기가 작아지더라도 후방으로의 음향 매질의 입자 이동이 적어 방사면에서의 부가질량의 변화가 크게 발생되지 않는 것에 의한 결과이다.

또한, 강체 배플의 크기 변화 따른 자기 방사 임피던스의 해석 결과들은 강체 배플을 타원체로 근사하여 이론적으로 계산한 결과와도 자기 방사 임피던스의 변화 경향이 잘 일치하고 있다[4]. 따라서, 타원체로의 근사에 의해 발생하는 방사면의 형태 변화 및 복잡한 근사 과정을 피할 수 있고 계산 시간의 단축이 가능한 본 연구에서 제안된 2차원 축대칭 유한요소법과 하이브리드형 무한요소법이 결합된 알고리듬이 위와 같은 배플의 크기 변화에도 적용성이 뛰어나다는 것을 확인할 수 있다.

표 4.1에는 그림 4.4(a) 및 (b)에 나타낸 강체 배플의 크기에 대한 자기 방사 저항 밀도 및 자기 방사 리액턴스 밀도를 $ka=0.2\pi$,

표 4.1 강체 배플의 크기에 대한 자기 방사 임피던스 밀도
Table 4.1. Self-radiation impedance density for size of rigid baffle.

ka / a/R	0.2π		0.4π		2π	
	$R_r/\rho_0 cS$	$X_r/\rho_0 cS$	$R_r/\rho_0 cS$	$X_r/\rho_0 cS$	$R_r/\rho_0 cS$	$X_r/\rho_0 cS$
0.0	0.185	0.479	0.607	0.690	1.05	0.083
0.33	0.230	0.587	0.496	0.635	1.02	0.065
0.66	0.027	0.461	0.704	1.030	1.03	0.061
1.0	0.006	0.309	0.145	0.767	1.03	0.060

0.4π, 2.0π에 있어서 각각 나타내었다. $ka=0.2\pi$의 영역에서는 자기 방사 저항 밀도의 변화가 자기 방사 리액턴스 밀도의 변화보다 크다는 것을 알 수 있으며, $ka=2\pi$인 영역에서는 반대로 자기 방사 저항 밀도의 변화보다 자기 방사 리액턴스 밀도의 변화가 크다는 것을 알 수 있다.

위에서 계산한 자기 방사 임피던스 밀도의 변화가 음압 분포에 미치는 영향을 검토하기 위하여 피스톤 음원이 $ka=2\pi$, 0.4π, 0.2π의 영역에서 구동될 경우 강체 배플의 크기 변화에 따른 음압 분포를 계산한다.

그림 4.5는 $ka=2\pi$인 경우 강체 배플의 크기 변화에 따른 음향축상의 음압 변화를 나타내고 있다. 음압의 최대치가 $z/a=0.7$ 부근에서 형성되어 방사면으로부터 거리가 멀어짐에 따라 지수적으로 감소하고 있다. 또한, 강체 배플의 크기가 작아짐에 따라 음압의 최대치가 나타나는 부근 이후부터 약간의 증가를 나타내고 있다.

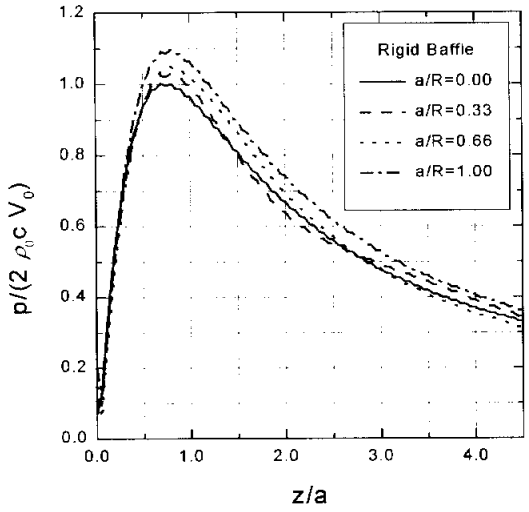
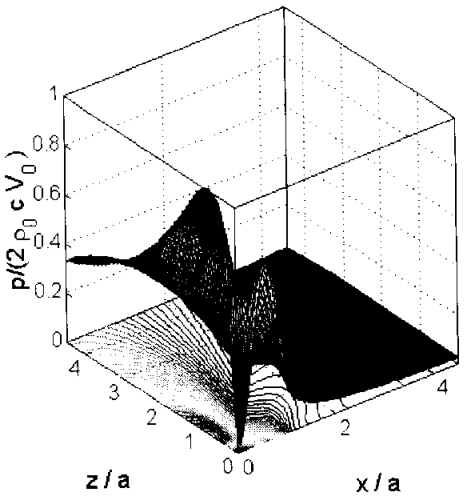
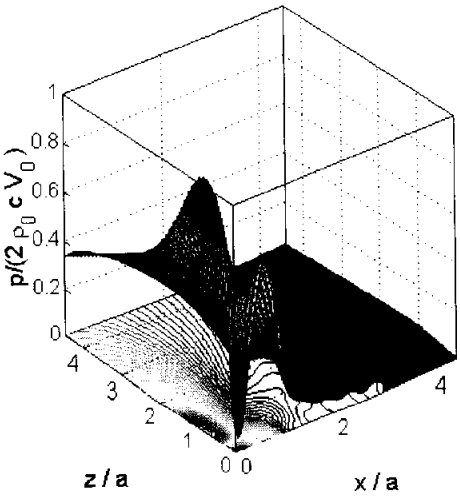


그림 4.5 유한 크기 강체 배플에서의 음향축상 음압($ka=2\pi$)

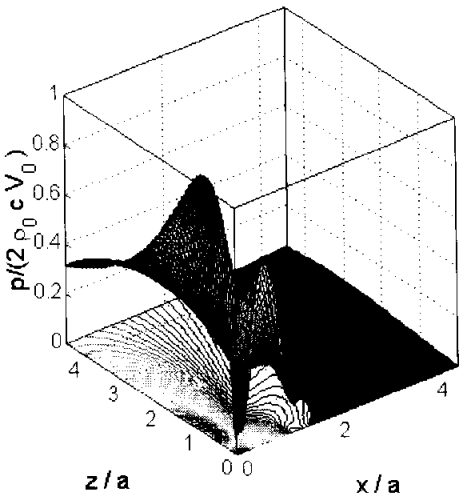
Fig. 4.5. Sound pressure distribution on acoustical axis for the rigid finite baffle($ka=2\pi$).



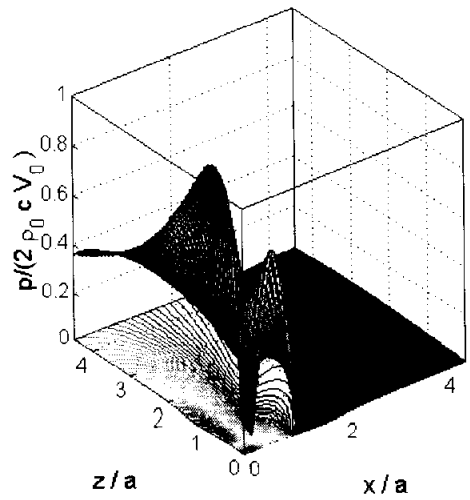
(a) $a/R=0.0$



(b) $a/R=0.33$



(c) $a/R=0.66$



(d) $a/R=1.0$

그림 4.6 유한 크기 강체 배플에서의 음압 분포($ka=2\pi$)

Fig. 4.6. Sound pressure distribution for the rigid finite baffle($ka=2\pi$).

그림 4.6은 강체 배플의 크기 변화에 따른 음압 분포를 나타내고 있는 것으로 전체적인 음압 분포는 배플의 크기 변화에 따른 영향을 많이 받지 않고, 전방으로 원활히 음파 방사가 이루어지는 것을 알 수 있다. 또한, 방사면과 평행한 x축 방향에서는 강체 배플이 존재하는 부근까지 음압이 분포하는 것을 확인할 수 있다. 그림 4.5와 그림 4.6의 결과들은 표 4.1에 나타낸 바와 같이 $ka=2\pi$인 경우에 있어서 강체 배플의 크기 변화에 대하여 자기 방사 저항 밀도는 1.0, 자기 방사 리액턴스 밀도는 0.07 부근의 값으로 변화가 크지 않고, 자기 방사 저항은 음향 매질의 특성 임피던스에 점근하고 자기 방사 리액턴스는 0.0으로 점근하기 때문이라고 볼 수 있다.

$ka=0.4\pi$인 경우 강체 배플의 크기 변화에 따른 음향축상의 음압 변화와 음압 분포를 그림 4.7과 그림 4.8에 나타내었다. 음향축상의 음압 변화를 나타낸 그림 4.7에서는 $ka=2\pi$일 때와는 달리 음압의 최대치가 방사면에서 형성되어 거리가 멀어짐에 따라 감소하고 있으며, $a/R=0.66$인 경우 무한 크기 강체 배플의 값보다 약 30%의 증가를 보이고 있으나 다른 경우에서는 큰 변화가 나타나지 않았다. 이 결과는 $a/R=0.66$인 경우 자기 방사 임피던스 밀도의 절대치가 무한크기 강체 배플의 값보다 증가한 것에 기인한다.

그림 4.8의 음압 분포는 전체적으로 유사한 형태를 가지고 있으며, 방사면의 근처에 주로 분포하고 있다. 이러한 현상은 자기 방사 저항 밀도의 값이 1.0에 미치지 못하므로 인하여 전방으로의 음파 방사가 원활하게 이루어지지 않기 때문이라고 볼 수 있다. 또한, 방사면과 평행한 x축 방향에서는 강체 배플이 존재하는 부근까지 음압이

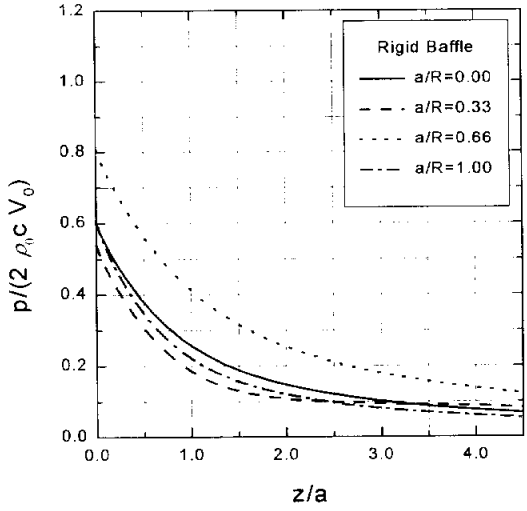
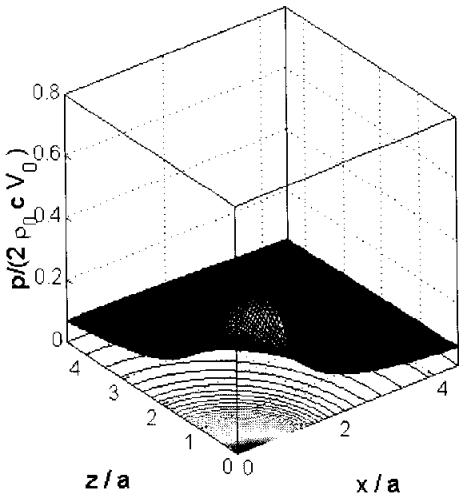
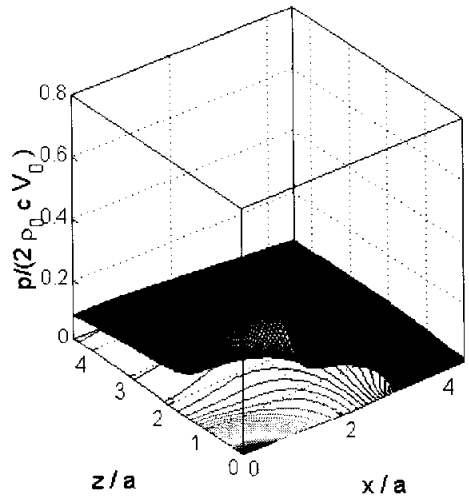


그림 4.7 유한 크기 강체 배플에서의 음향축상 음압($ka=0.4\pi$)

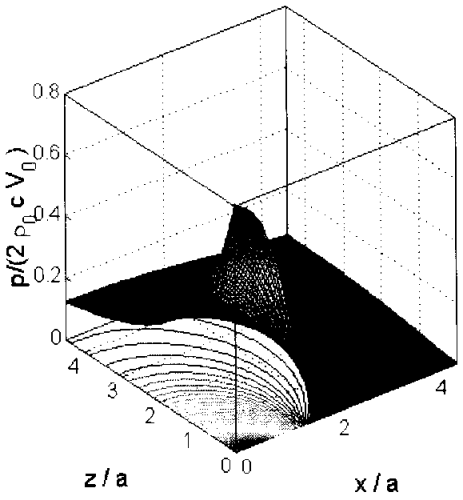
Fig. 4.7. Sound pressure distribution on acoustical axis for the rigid finite baffle($ka=0.4\pi$).



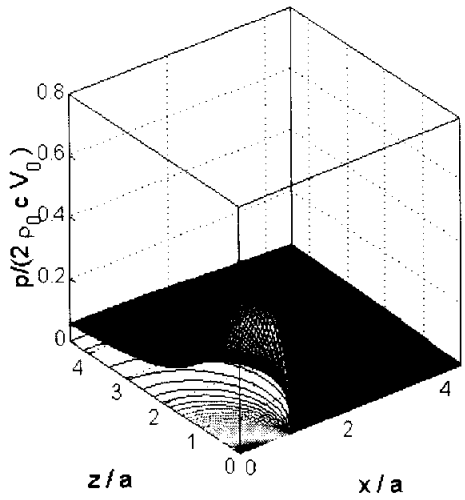
(a) $a/R=0.0$



(b) $a/R=0.33$



(c) $a/R=0.66$



(d) $a/R=1.0$

그림 4.8 유한 크기 강체 배플에서의 음압 분포($ka=0.4\pi$)

Fig. 4.8. Sound pressure distribution for the rigid finite baffle($ka=0.4\pi$).

분포하는 것을 확인할 수 있다.

그림 4.9와 그림 4.10에 $ka=0.2\pi$인 경우 강체 배플의 크기 변화에 따른 음향축상의 음압 변화와 음압 분포를 나타내었다. 음향축상의 음압 변화를 나타낸 그림 4.9에서는 $ka=0.4\pi$일 때와 마찬가지로 음압의 최대치가 방사면에서 형성되어 거리가 멀어짐에 따라 감소하고 있으나, $ka=0.4\pi$로 구동한 경우보다 음압의 최대치가 50% 정도 감소하였으며, 이것은 자기 방사 임피던스 밀도의 절대치가 상대적으로 감소하였기 때문이다.

그림 4.10에 나타내는 음압 분포에서도 $ka=0.4\pi$인 경우에 비하여 상대적인 음압의 크기는 감소하였지만, 방사면 부근에 주로 분포하는 유사한 형태를 가지고 있으며, 강체 배플의 크기 변화에 큰 변화는 일어나지 않고 있다. 이러한 현상은 앞선 결과에서와 마찬가지로 자기 방사 저항 밀도의 값이 1.0에 미치지 못하므로 인하여 음파 방사가 원활히 이루어지지 않기 때문이라고 볼 수 있다.

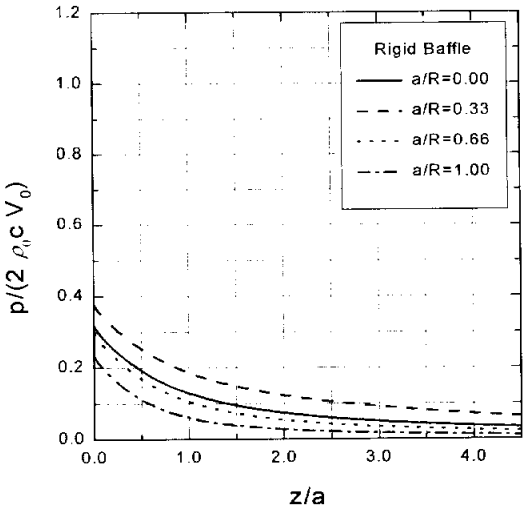
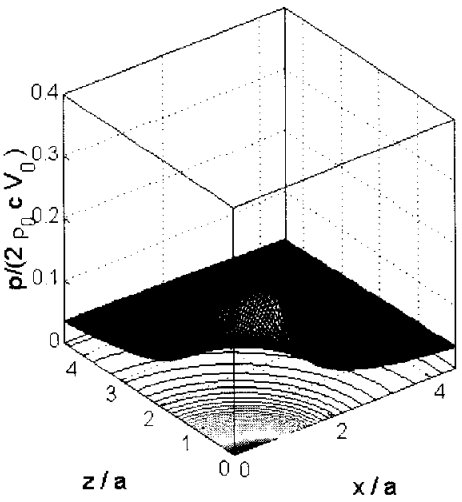
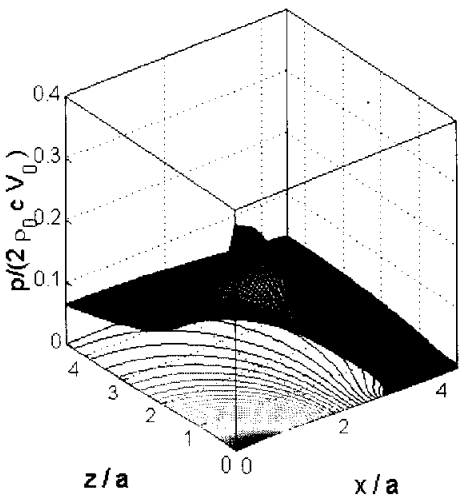


그림 4.9 유한 크기 강체 배플에서의 음향축상 음압($ka = 0.2\pi$)

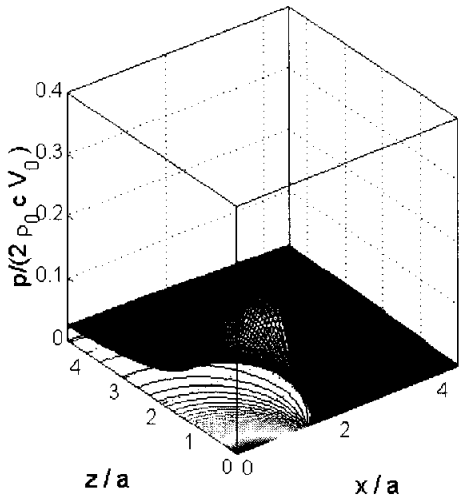
Fig. 4.9. Sound pressure distribution on acoustical axis for the rigid finite baffle($ka = 0.2\pi$).



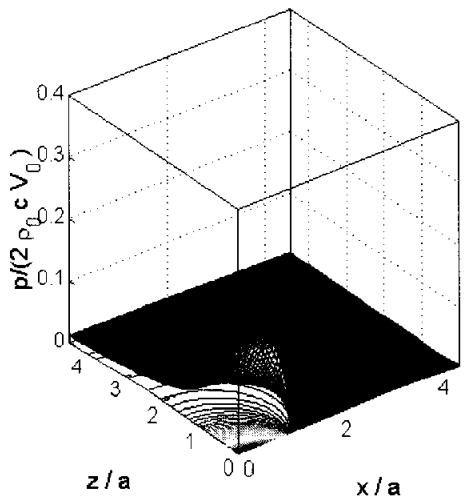
(a) $a/R=0.0$



(b) $a/R=0.33$



(c) $a/R=0.66$



(d) $a/R=1.0$

그림 4.10 유한 크기 강체 배플에서의 음압 분포($ka=0.2\pi$)

Fig. 4.10. Sound pressure distribution for the rigid finite baffle($ka=0.2\pi$).

4. 4 유한 크기 비강체 배플

실제의 경우 배플은 강체로 볼 수 없으며, 크기 또한 유한하기 때문에 본 절에서는 유한 크기의 비강체 배플에 있어서 배플의 재질 변화에 따른 자기 방사 임피던스 밀도 변화 및 이에 따른 음압 분포 변화를 고찰하고자 한다.

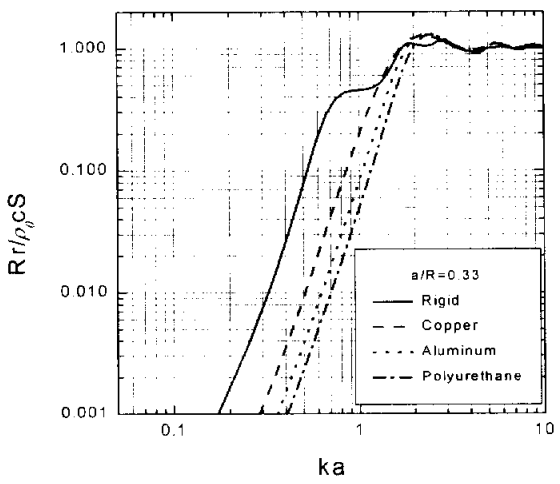
비강체 배플의 재질로서는 동(Copper), 알루미늄(Aluminum) 및 폴리우레탄(Polyurethane)의 세가지 종류에 대하여 고려하고, 배플의 크기의 비가 $a/R=0.33$ 과 $a/R=0.66$인 경우에 대하여 각각 해석한다. 해석에 사용된 비강체 배플의 재질의 재료정수는 다음의 표 4.2와 같다[3].

그림 4.11(a) 및 (b)에 비강체 배플의 크기의 비가 $a/R=0.33$인 경우에 있어서 표 4.2에 나타낸 각각의 재질 변화에 대한 자기 방사 저항 밀도와 자기 방사 리액턴스 밀도의 변화를 해석하여 나타낸다. 낮은 ka영역에서의 자기 방사 저항 밀도 및 자기 방사 리액턴스

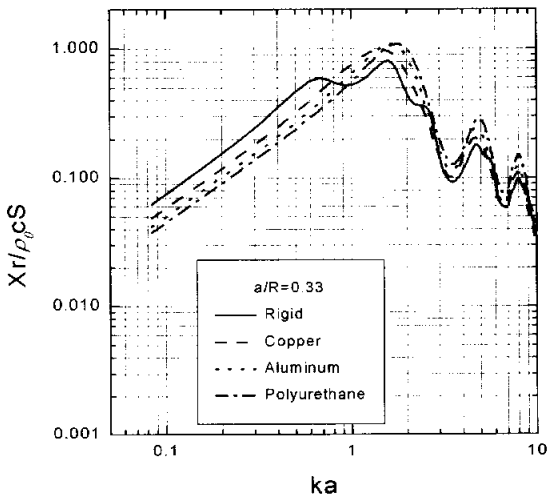
표 4.2 배플 재질의 재료정수

Table 4.2. The material properties of non-rigid baffles.

Material	Density ρ $[kg/m^3]$	Sound Speed c $[m/s]$
Copper	8900.0	5000.0
Aluminum	2700.0	6300.0
Polyurethane	1020.0	1941.2



(a) Resistance



(b) Reactance

그림 4.11 유한 크기 비강체 배플에서의 자기 방사 임피던스 밀도 ($a/R=0.33$)

Fig. 4.11. Self-radiation impedance density for the non-rigid finite baffle($a/R=0.33$).

밀도는 비강체 배플의 특성 임피던스의 감소에 따라 강체 배플의 결과와 배플이 존재하지 않는 결과의 값 사이에 존재하고 있다는 것을 알 수 있다. 한편 높은 ka영역에서는 자기 방사 저항 밀도의 경우 비강체 배플의 재질 특성 임피던스 변화에 따라 많은 차이를 가지지 않고 1.0에 점근하고, 자기 방사 리액턴스 밀도의 경우 피크치의 차이를 가지지만 ka의 증가에 따라 0.0으로 점근해 간다는 것을 알 수 있다. 그리고, 폴리우레탄 배플의 해석 결과는 배플이 존재하지 않는 경우의 결과와 일치하고 있음을 알 수 있다. 이것은 폴리우레탄의 특성 임피던스가 물과 거의 유사하여 배플로서의 역할을 하지 못하는 것으로 보인다. 이러한 결과들은 배플의 크기가 같기 때문에 방사면 전후로의 음향 매질의 입자 이동에 의한 영향보다 배플의 특성 임피던스 차이에 따른 방사면 후방으로의 음파 전달에 의한 영향으로 볼 수 있다. 자기 방사 저항의 경우 낮은 ka영역에서는 배플의 재질 특성 임피던스가 작아짐에 따라 방사면 후방으로의 음파 전달이 많아지기 때문에 방사면에 대한 음향 매질의 저항성이 감소하는 것에 의한 결과이고, 높은 ka영역에서는 파장이 짧기 때문에 방사면 후방으로의 음파 전달이 적기 때문이다. 자기 방사 리액턴스 밀도의 경우에 있어서도 자기 방사 저항 밀도의 경우와 마찬가지로 낮은 ka영역에서 배플의 재질 특성 임피던스가 작아짐에 따라 후방으로의 음파 전달을 차단하지 못하기 때문에 방사면에서의 부가질량이 감소하는 것에 의한 결과이며, 높은 ka영역에서는 후방으로의 음파 전달이 적기 때문에 방사면에서의 부가질량의 변화가 크게 발생되지 않는 것에 의한 결과이다.

그림 4.12와 그림 4.13에 배플의 크기의 비가 $a/R=0.33$인 경우 배플의 재질 변화에 따른 음향축상의 음압 변화와 음압 분포를 해석하여 나타낸다. 이때 ka는 전절의 세가지 경우 중에서 낮은 영역에 해당하는 $ka=0.2\pi$로 한다. 음향축상의 음압 변화를 나타낸 그림 4.12에서는 음압의 최대치가 방사면에서 형성되어 거리가 멀어짐에 따라 감소하고 있으며, 배플의 재질 특성 임피던스가 물에 가까워짐에 따라 음압도 감소하고 있다. 그림 4.13에서 음압 분포는 유사한 형태를 나타내고 있으며, 전방으로 음파 방사가 원활하게 이루어지지 못하고 방사면 부근에 주로 분포하고 있다. 하지만, 배플의 재질 특성 임피던스가 감소함에 따라 음압 분포가 감소하는 형태를 보이고 있는 것을 확인할 수 있다. 또한, 방사면과 평행한 x축 방향에서는 강체 배플이 존재하는 부근까지 음압이 분포하고, 비강체 배플의 경우 후방으로의 음파 전달이 일어나는 것을 확인할 수 있다.

그림 4.14(a) 및 (b)에 비강체 배플의 크기의 비가 $a/R=0.66$인 경우에 대하여 배플의 재질 변화에 따른 자기 방사 저항 밀도와 자기 방사 리액턴스 밀도 변화를 나타낸다.

자기 방사 저항 밀도 및 자기 방사 리액턴스 밀도는 배플의 크기가 작아짐에 의해 $a/R=0.33$인 그림 4.11(a) 및 (b)의 결과에 비해 변화의 폭은 작지만 낮은 ka영역에서 강체 배플의 결과와 배플이 존재하지 않는 결과의 값 사이에 존재하고 있다는 것을 알 수 있다. 한편 높은 ka영역에서는 자기 방사 저항 밀도의 경우 비강체 배플의 재질 특성 임피던스 변화에 따라 많은 차이를 가지지 않고 1.0에 점

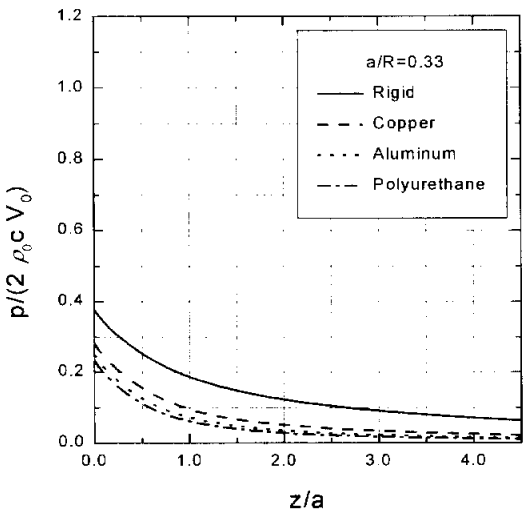
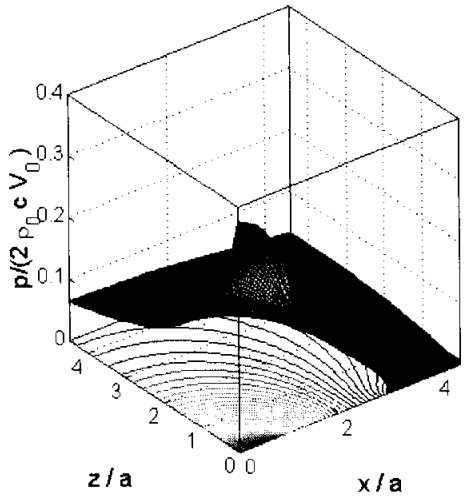
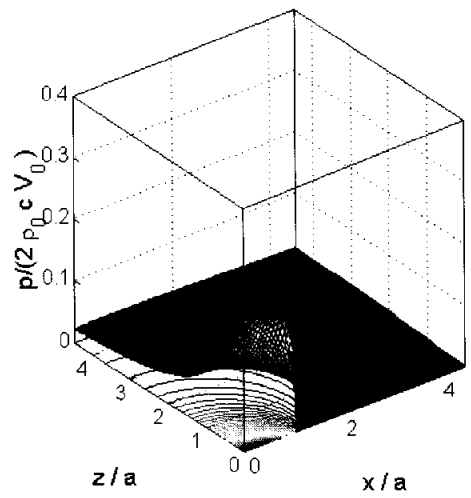


그림 4.12 유한 크기 비강체 배플에서의 음향축상 음압
($a/R=0.33, ka=0.2\pi$)

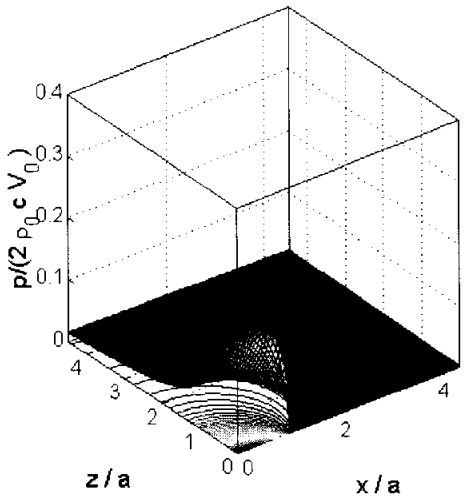
Fig. 4.12. Sound pressure distribution on acoustical axis for the non-rigid finite baffle($a/R=0.33, ka=0.2\pi$).



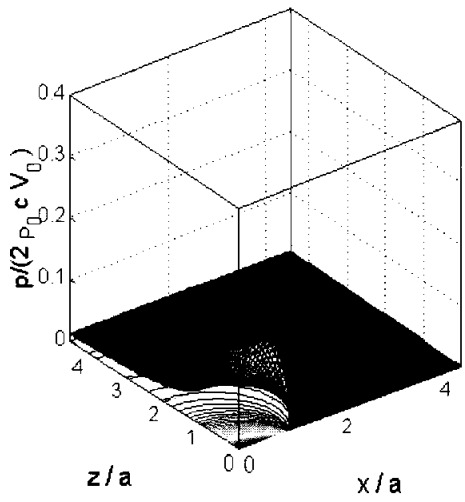
(a) Rigid



(b) Copper



(c) Aluminum



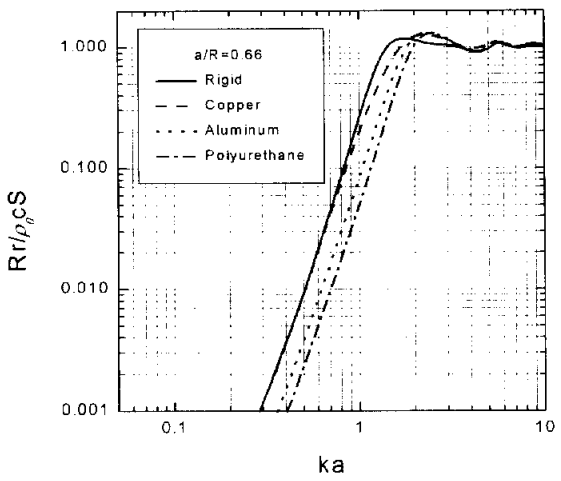
(d) Polyurethane

그림 4.13 유한 크기 비강체 배플에서의 음압 분포($a/R=0.33, ka=0.2\pi$)

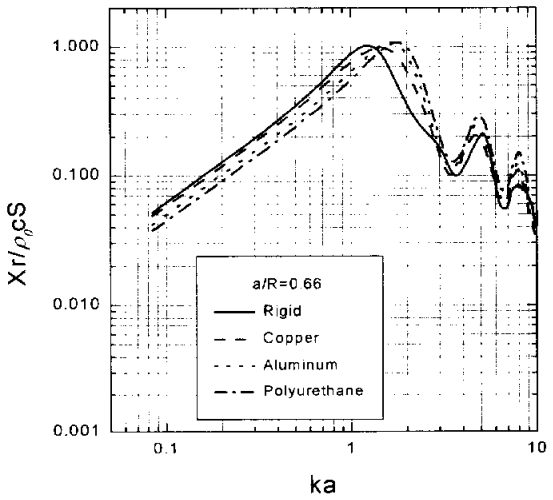
Fig. 4.13. Sound pressure distribution for the non-rigid finite baffle ($a/R=0.33, ka=0.2\pi$).

근해 간다는 것을 알 수 있으며, 자기 방사 리액턴스 밀도는 피크치의 경우 차이를 가지지만 0.0으로 점근해 간다는 것을 알 수 있다. 그리고, $a/R=0.33$인 경우의 결과와 마찬가지로 폴리우레탄 배플의 해석 결과는 배플이 존재하지 않는 경우의 결과와 일치하고 있음을 알 수 있다. 배플의 재질 특성 임피던스 변화에 따른 자기 방사 저항 밀도 및 자기 방사 리액턴스 밀도의 결과들은 낮은 ka영역에서 배플의 재질 특성 임피던스가 작아짐에 따라 후방으로의 음파 전달을 차단하지 못하기 때문에 각각 음향 매질의 저항성과 방사면에서의 부가질량이 감소하는 것에 의한 결과이며, 높은 ka영역에서는 후방으로의 음파 전달이 적기 때문에 음향 매질의 저항성과 방사면에서의 부가질량의 변화가 크지 않는 것에 의한 결과이다.

그림 4.15와 그림 4.16에 배플의 크기의 비가 $a/R=0.66$인 경우 배플의 재질 변화에 따른 음향축상의 음압 변화와 음압 분포를 해석하여 나타낸다. 배플의 크기의 비가 $a/R=0.33$인 경우의 해석 결과와 비교하여 변화의 폭은 작지만 비강체 배플의 재질 특성 임피던스 변화에 따라 음향축상의 음압 및 음압 분포 또한 영향을 받고 있음을 알 수 있다.



(a) Resistance



(b) Reactance

그림 4.14 유한 크기 비강체 배플에서의 자기 방사 임피던스 밀도 ($a/R=0.66$)

Fig. 4.14. Self-radiation impedance density for the non-rigid finite baffle($a/R=0.66$).

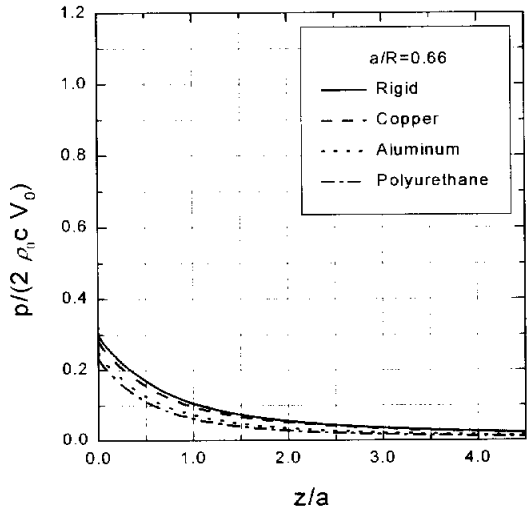
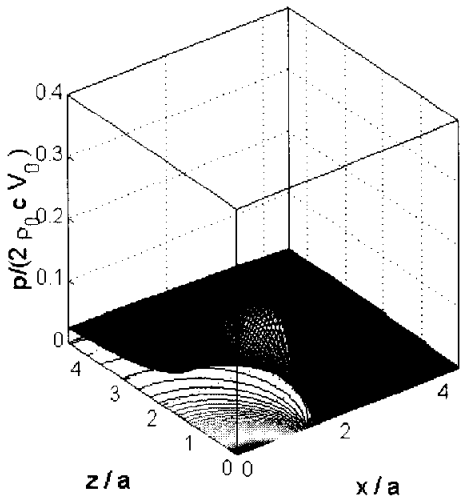


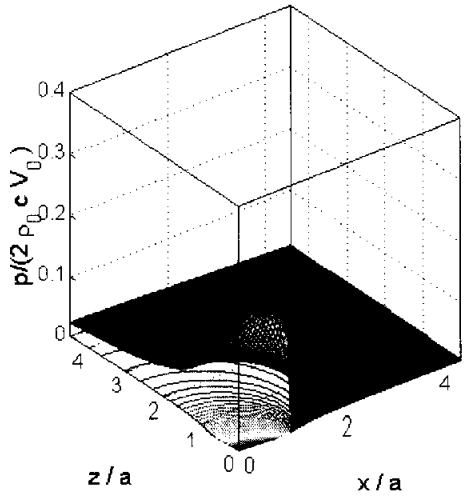
그림 4.15 유한 크기 비강체 배플에서의 음향축상 음압

($a/R=0.66, ka=0.2\pi$)

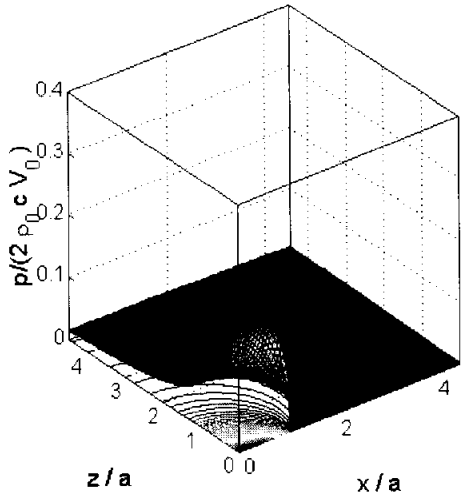
Fig. 4.15. Sound pressure distribution on acoustical axis for the non-rigid finite baffle($a/R=0.66, ka=0.2\pi$).



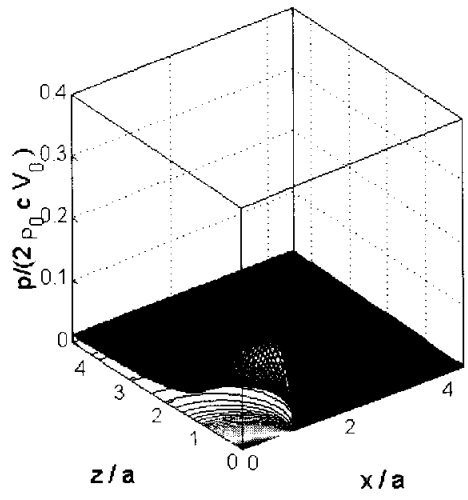
(a) Rigid



(b) Copper



(c) Aluminum



(d) Polyurethane

그림 4.16 유한 크기 비강체 배플에서의 음압 분포($a/R=0.66, ka=0.2\pi$)

Fig. 4.16. Sound pressure distribution for the non-rigid finite baffle ($a/R=0.66, ka=0.2\pi$).

4. 5 결과 및 고찰

무한 크기 강체 배플상의 원판형 피스톤 음원에 대한 자기 방사 임피던스를 해석하여 알려진 이론해와 일치하는 결과를 얻었다. 이로서 축대칭 2차원 유한요소법과 하이브리드형 무한요소법의 적용 타당함을 확인할 수 있었다.

배플의 크기 변화에 따른 자기 방사 임피던스 밀도의 해석 결과, 낮은 ka영역에서 자기 방사 임피던스 밀도는 음원 후방으로의 음향 매질의 입자 이동으로 인한 음향 매질의 저항성과 방사면에 대한 부가질량의 감소에 의해 무한 크기 강체 배플의 결과와 배플이 없는 결과의 값 사이에 존재하고, 자기 방사 저항 밀도의 변화량이 자기 방사 리액턴스 밀도의 변화량보다 더 크게 나타났다. 한편, 높은 ka 영역에서는 음향 매질의 입자 이동이 많지 않기 때문에 큰 변화는 발생하지 않고 자기 방사 저항 밀도는 1.0, 자기 방사 리액턴스 밀도는 0.0으로 점근하였다. 음압 분포의 해석 결과 높은 ka영역인 $ka=2\pi$로 구동한 경우 전방으로 음파 방사가 원활히 이루어졌으며, 배플의 크기 변화에는 영향을 많이 받지 않았다. 낮은 ka영역인 $ka=0.4\pi, 0.2\pi$로 구동한 경우 전방으로의 음파 방사가 원활히 이루어지지 않고 방사면 부근에 주로 분포하는 것으로 해석되었다. 또한, 배플의 크기 변화에 의해 자기 방사 임피던스의 변화가 일어나고 방사면 부근형성되는 에 음압의 최대치 및 전체적인 음압 분포 또한 영향을 받고 있다는 것이 확인되었다.

유한 크기의 배플에 있어서 배플의 재질 변화에 대한 자기 방사 임피던스 밀도의 해석 결과, 낮은 ka영역에서는 배플의 재질 특성 임피던스 변화에 따라 방사면 후방으로의 음파 전달에 변화가 발생하여 강체 배플의 결과와 배플이 존재하지 않는 결과의 값 사이에 존재하였으며, 높은 ka영역에서는 큰 변화가 일어나지 않았다. 음압 분포의 해석 결과 낮은 ka영역인 $ka=0.2\pi$로 구동한 경우 전방으로의 음파 방사가 원활히 이루어지지 않았으나, 재질의 특성 임피던스 감소에 따른 자기 방사 임피던스 밀도의 감소로 음압의 최대치 및 음압 분포는 영향을 받는다는 것이 확인되었다.

이러한 결과들로부터 원판형 피스톤 음원에 있어서 배플의 크기 변화 및 배플의 재질 변화에 따른 자기 방사 임피던스 밀도의 변화가 확인되었고, 자기 방사 임피던스의 변화에 의해 음압 분포 특성 또한 변화됨이 확인되었다. 따라서, 자기 방사 임피던스의 적용은 배플의 크기 변화 및 재질 변화에 따라 달리 고려되어야 할 필요가 있다는 것이 규명되었다.

제 5 장 FEM-HIEM을 이용한 구형 배플상의 볼록면 음원의 음향 특성 해석

구형 배플상의 피스톤 음원에 대하여 2차원 축대칭 유한요소법과 하이브리드형 무한요소법을 이용하여 음향 특성을 해석하고자 한다.

2. 2절에서 기술한 바와 같이 구형 배플상의 피스톤 음원에 대한 음향 특성 해석은 계산의 까다로움으로 인하여 볼록면 음원이 반경 방향 또는 축방향으로 진동하는 모델로 상정하여 이론적으로 해석하고 있으며, 볼록면 음원의 방사각이 30° 보다 작은 경우에 있어서는 반경 방향과 축방향으로의 진동에 따른 차이가 나타나지 않음을 확인하였다. 따라서, 본 장에서는 이론적 해석해와의 비교 검토와 모델 설정 및 계산의 편의를 위하여 구형 배플상의 볼록면 음원의 진동방향이 반경 방향인 경우에 대하여 음향 특성을 해석한다.

5. 2절에서는 구형 강체 배플상의 볼록면 음원에 있어서 방사각의 크기 변화에 대한 자기 방사 임피던스 및 피스톤 음원간의 각도에 따른 상호 방사 임피던스의 해석 결과와 알려진 이론적 해석해와의 비교를 통하여 구형 배플상의 볼록면 음원에 대한 2차원 축대칭 유한요소-하이브리드형 무한요소 알고리듬의 적용성을 검토하고, 방사각의 크기 변화에 따른 음압 분포 특성을 해석한다.

5. 3절에서는 실제의 적용을 고려하기 위하여 배플의 재질 변화에 따른 자기 방사 임피던스와 상호 방사 임피던스 및 음압 분포 특성 변화에 관하여 검토한다.

5. 1 유한요소-하이브리드형 무한요소 모델

그림 5.1에 구형 배플상의 볼록면 음원의 자기 방사 임피던스, 상호 방사 임피던스 및 음압 분포 해석에 사용되는 유한요소-하이브리드형 무한요소 기본 모델을 나타낸다. 반경 b의 구형 배플에 방사각 θ_1 및 θ_2를 가지는 볼록면 음원 1, 2가 끼워져 있으며, 음원 1의 진동면은 일정 변위 u_n으로 반경 방향으로 구동되도록 초기조건을 설정한다. 구형 볼록면 음원을 포함한 배플과 음향계의 영역은 유한영역 Ω_F로 유한요소로 분할되고, 가상 경계면 Γ상의 유한요소의 종단에 하이브리드형 무한요소 영역 Ω_I의 무한요소를 결합한다. 강체 배플인 경우 경계조건을 대입하고, 비강체 배플인 경우 4장에서와 마찬가지로 배플의 크기만큼 유한요소로 분할하고 재료 정수인 특성 임피던스를 대입하여 해석한다.

자기 방사 임피던스 Z_{r11}는 음원 1의 진동에 의해 형성되는 음압 중 방사면에 해당하는 절점의 음압 p_{d1}을 식 (5-1)에 나타낸 바와 같이 면적 적분하여 반작용력 F_{11}을 구하고 방사면의 변위분포로 나누는 것으로 계산되어지고, 음원 1과 각도 β_{12}만큼 떨어진 음원 2에서의 상호 방사 임피던스 Z_{r12}는 음원 1의 진동에 의해 형성되는 음원 2에서의 음압 p_{d2}를 면적 적분하여 반작용력 F_{12}를 구한 후 음원 1의 변위분포를 나누어 계산하게 된다.

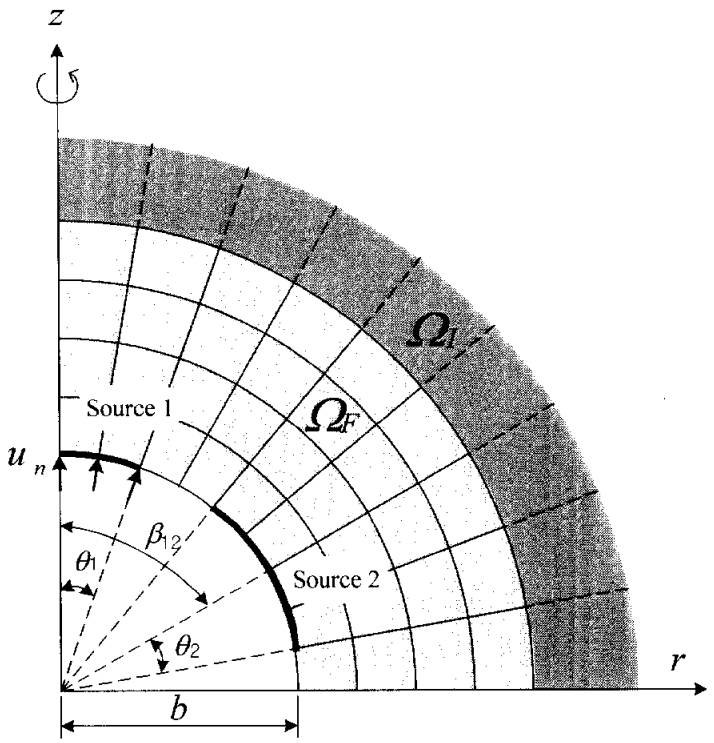


그림 5.1 구형 배플상의 볼록면 음원에 대한 유한요소-하이브리드형 무한요소 모델

Fig. 5.1. FE-HIE model for convex sources on a spherical baffle.

$$Z_{r1\nu} = R_{r1\nu} + jX_{r1\nu} = \frac{F_{1\nu}}{j\omega u_n} = \frac{1}{j\omega u_n} \iint_{\Gamma_{d\nu}} p_{d\nu} dS \quad (\nu = 1, 2) \quad (5\text{-}1)$$

여기에서 $\Gamma_{d\nu}$는 볼록면 음원의 경계면, $p_{d\nu}$는 경계면에 있어서의 음압을 나타낸다.

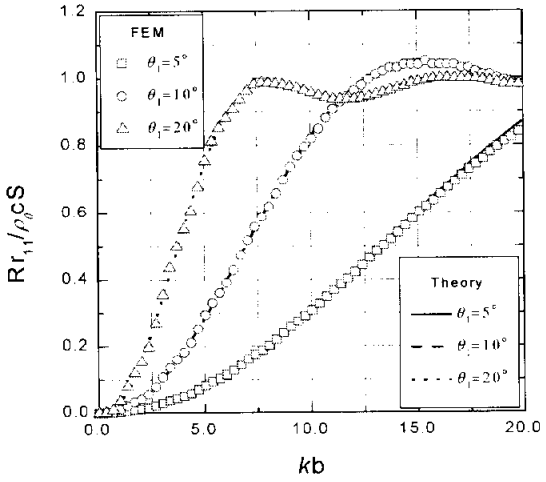
5. 2 강체 배플상의 볼록면 음원

구형 강체 배플상의 볼록면 음원에 있어서 방사각의 크기 변화에 대한 자기 방사 임피던스 및 음압 분포 특성을 해석한다. 그리고, 볼록면 음원간의 각도 변화에 따른 상호 방사 임피던스 특성을 해석한다.

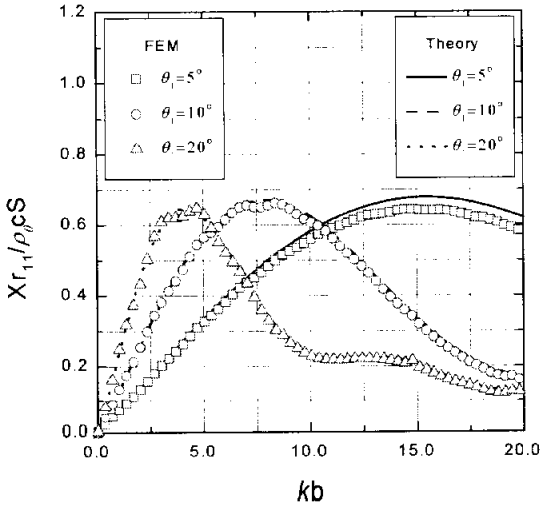
5. 2. 1 자기 방사 임피던스 및 음압 분포

자기 방사 임피던스의 해석은 단일 음원에 국한되는 것으로 그림 5.1의 기본 모델에서 볼록면 음원 2는 제외하여 반경 b를 가지는 강체로 경계조건을 설정하고, 피스톤 음원 1만 일정 진동하는 것으로 설정한다.

그림 5.2는 강체 배플상의 볼록면 음원의 방사각 크기 θ_1이 5^o, 10^o 및 20^o인 경우의 자기 방사 임피던스 밀도 계산 결과와 식 (2-21) 및 그림 2.5에 나타낸 이론적 해석해와 비교하여 나타낸다. 자기 방사 임피던스 밀도의 계산 결과는 $\theta_1 = 5^o$인 경우 $kb > 10.0$



(a) Resistance



(b) Reactance

그림 5.2 구형 강체 배플상의 볼록면 음원의 자기 방사 임피던스 밀도

Fig. 5.2. Self-radiation impedance density of convex source on the spherical rigid baffle.

의 영역에서 자기 방사 리액턴스 밀도가 이론해와 다소 오차를 나타내고 있으나, 이러한 결과는 방사면의 크기에 비하여 요소 분할이 충분하지 못하기 때문이다. 하지만, 전체적으로 알려진 이론해와는 잘 일치하고 있다.

그림 5.2(a)의 자기 방사 저항 밀도의 경우 방사각의 증가에 따라 낮은 kb영역에서 증가하는 경향을 나타내고 있으며, 이러한 경향은 2. 2. 2에서 기술한 바와 같이 방사면의 면적 증가에 의해 음향 매질에 의한 저항성이 증가하는 것에 의한 결과이다. 그림 5.2(b)에 나타낸 자기 방사 리액턴스 밀도의 경우 방사각의 증가에 따라서 최대치를 가지는 kb영역이 감소하는 경향을 나타내고 있으며, 이것은 방사면의 면적이 증가함에 따라 음향 매질에 의한 부가질량 효과가 증가하게 되고, 최대치에 점근하는 기울기도 급하게 되기 때문이다.

$kb=1.0$인 조건으로 구형 볼록면 음원이 진동할 경우 방사면의 크기 변화에 따른 음향축상의 음압 변화와 음향축(z)을 포함하는 단면에 있어서의 음압 분포를 그림 5.3 및 그림 5.4에 각각 나타낸다. 여기에서 음압의 절대치는 식 (2-18)에서 나타낸 바와 같이 $0.5\rho_0 cV_0$로 정규화하고, 거리는 구형 배플의 반경 b로 정규화한 것이다.

그림 5.3에 나타낸 음향축상의 음압 변화는 음압의 최대치가 방사면에서 형성되어 거리가 멀어짐에 따라 지수적으로 감소하고 있으며, 방사면의 크기가 증가함에 따라 음압의 최대치는 증가한다는 것을 확인할 수 있다. 음압 분포에 있어서는 음파 방사의 중심에 위치하는 음향축상에서 최대치가 나타나며, 강체 배플이 방사된 음파의 후

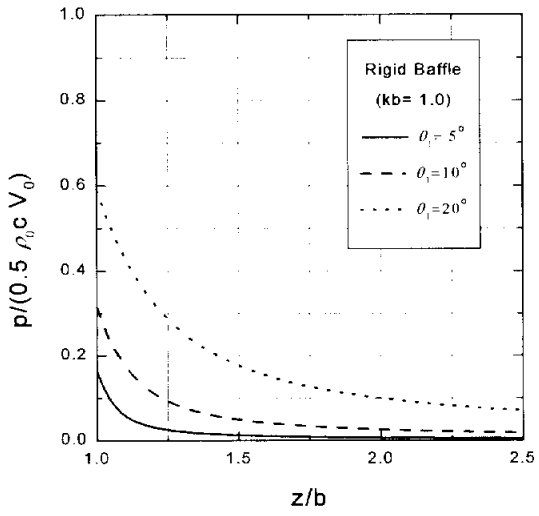
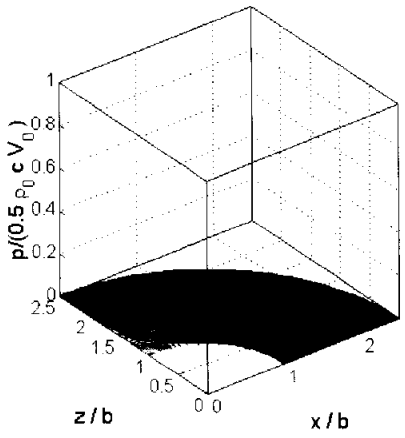
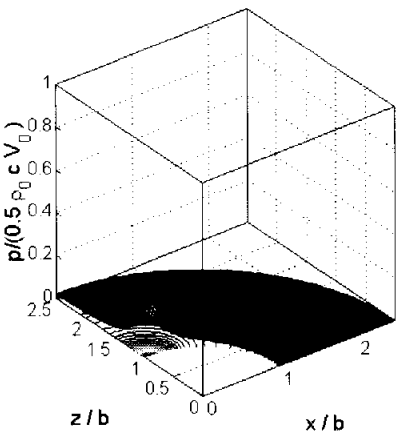


그림 5.3 방사면의 크기에 따른 음향축상의 음압($kb=1.0$)

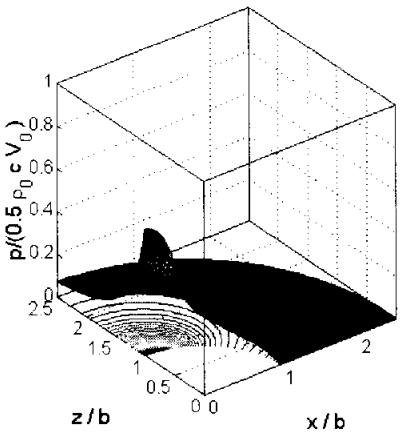
Fig. 5.3. Sound pressure on acoustical axis for the size of radiation surface($kb=1.0$).



(a) $\theta_1 = 5^o$



(b) $\theta_1 = 10^o$



(c) $\theta_1 = 20^o$

그림 5.4 방사면의 크기에 따른 음압 분포($kb = 1.0$)

Fig. 5.4. Sound pressure distribution for the size of radiation surface($kb = 1.0$).

면으로의 전파를 막고 있는 형태를 확인할 수 있다. 또한, 자기 방사 저항 밀도 및 자기 방사 리액턴스 밀도의 값이 각각 1.0 및 0.0에 점근하지 못함에 따라 전방으로 음파 전달이 원활히 이루어지지 않는 것을 확인할 수 있다. 한편, 방사각 θ_1이 10^o 및 20^o로 증가한 경우 음압의 최대치는 5^o일 때의 결과보다 각각 약 190%, 360% 정도 증가하였으며, 방사각의 증가에 의한 자기 방사 임피던스 밀도의 절대치 증가에 의한 결과이다.

$kb=10.0$인 조건으로 구형 볼록면 음원이 진동할 경우 방사면의 크기 변화에 따른 음향축상의 음압 변화와 음압 분포를 그림 5.5 및 그림 5.6에 각각 나타낸다.

그림 5.4의 $kb=1.0$인 경우의 결과에서와 마찬가지로 음향축상의 음압 변화는 음압의 최대치가 방사면에서 형성되어 거리가 멀어짐에 따라 지수적으로 감소하고 있으며, 방사면의 크기가 증가함에 따라 음압의 최대치는 증가한다는 것을 확인할 수 있다. 음압 분포에 있어서는 음파 방사의 중심에 위치하는 음향축상에서 최대치가 나타나며, 강체 배플이 방사된 음파의 후면으로의 전파를 막고 있는 형태를 확인할 수 있고 방사각이 20^o인 경우 자기 방사 저항 밀도는 1.0, 자기 방사 리액턴스 밀도는 0.2 부근의 값으로 점근함으로써 전면으로의 음파 방사가 원활히 이루어지고 있는 형태를 띠고 있는 것을 알 수 있다. 한편, 음압의 최대치는 5^o일 때의 결과보다 각각 약 175%, 210% 정도 증가하였으며, 방사각 θ_1이 20^o인 경우 $kb=1.0$에서의 결과와는 달리 자기 방사 임피던스 밀도의 절대치 증가에 비하여 더

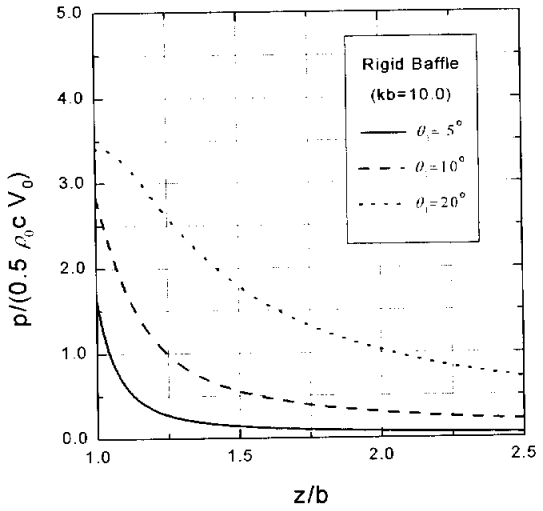
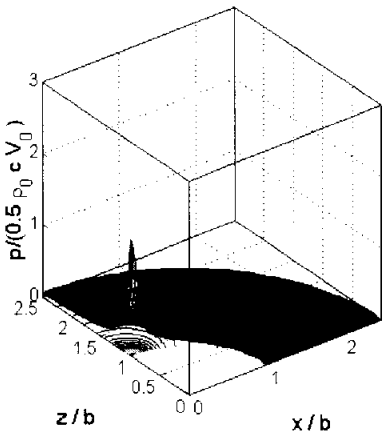
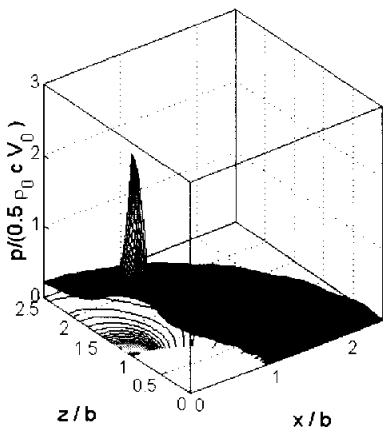


그림 5.5 방사면의 크기에 따른 음향축상의 음압($kb=10.0$)

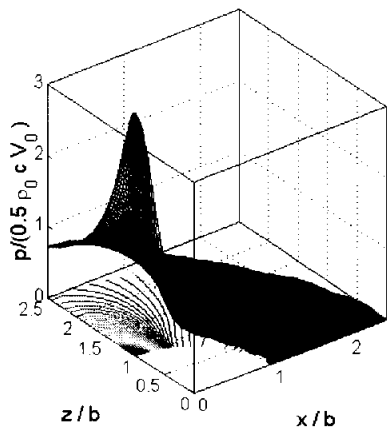
Fig. 5.5. Sound pressure on acoustical axis for the size of radiation surface($kb=10.0$).



(a) $\theta_1 = 5^o$



(b) $\theta_1 = 10^o$



(c) $\theta_1 = 20^o$

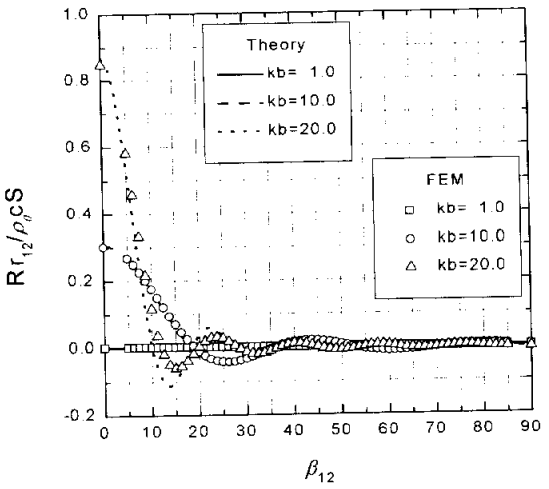
그림 5.6 방사면의 크기에 따른 음압 분포($kb = 10.0$)

Fig. 5.6. Sound pressure distribution for the size of radiation surface($kb = 10.0$).

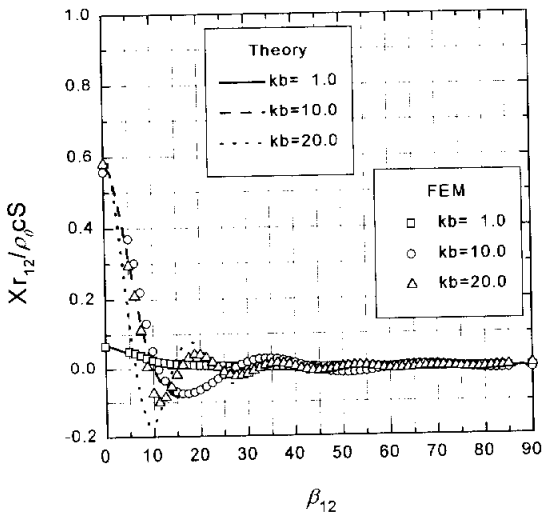
욱 높게 나타났다. 이 결과는 $kb=10.0$인 영역에서 자기 방사 저항이 음향매질의 특성 임피던스와 같게 됨으로서 에너지 전달이 더욱 원활하게 이루어지기 때문이다.

5. 2. 2 상호 방사 임피던스

구형 강체 배플상의 볼록면 음원간 상호 방사 임피던스 밀도의 계산 결과를 이론적 해석해와 비교하여 그림 5.7에 나타낸다. 상호 방사 임피던스 밀도의 해석해인 식 (2-22)의 경우 방사면의 진동은 음향축 방향이지만, 해석 모델의 경우 반경 방향으로 진동이므로 해의 비교에는 무리가 따를 수 있다. 하지만, 그림 2.5와 그림 2.8에 나타낸 바와 같이 방사각의 크기가 작은 경우에는 자기 방사 임피던스 밀도의 결과가 음원의 진동 방향에 많은 영향을 받지 않음을 알 수 있기 때문에 방사면의 크기는 $\theta_1=\theta_2=5^o$로 설정하고, $kb=1.0$, 10.0, 20.0인 경우에 있어서 볼록면 음원간의 각도 β_{12}에 대하여 식 (2-22)로 구한 해와 비교하여 나타낸다. $kb\leq 10.0$의 영역에서의 계산 결과는 해석해와 잘 일치하고 있으나, $kb=20.0$인 경우의 결과는 자기 방사 임피던스 밀도의 해석 결과인 그림 5.2에서와 마찬가지로 다소 오차를 보이고 있다. 그러나, 전체적으로 해석 결과들은 이론적 해석해와 잘 일치하고 있음을 알 수 있다. 또한, kb의 증가에 의하여 상호 방사 저항 밀도 및 상호 방사 리액턴스 밀도가 0.0으로 점근하는 음원간의 각도 β_{12}는 감소한다는 것을 나타내고 있다.



(a) Resistance



(b) Reactance

그림 5.7 구형 강체 배플상의 볼록면 음원간의 상호 방사 임피던스 밀도

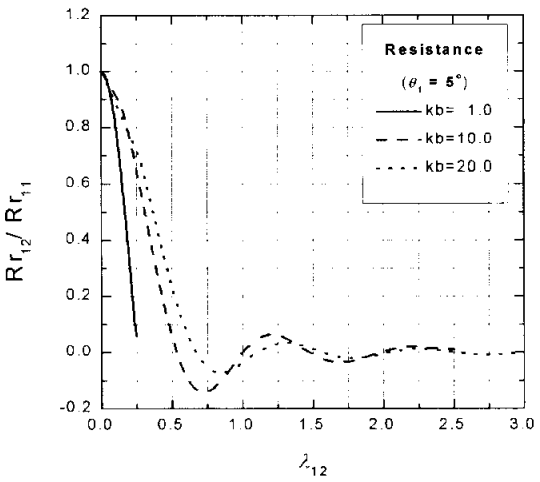
Fig. 5.7. Mutual-radiation impedance density between convex sources on the spherical rigid baffle.

표 5.1 구형 강체 배플상의 볼록면 음원간의 거리에 따른 상호 방사 임피던스 상대치

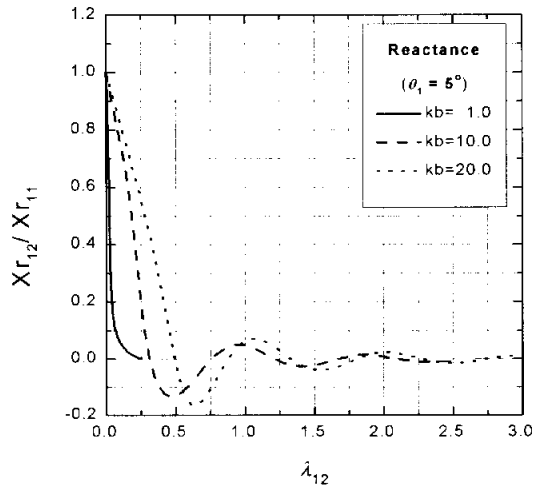
Table 5.1. Normalized mutual-radiation impedance according to distance between convex sources on the spherical rigid baffle.

kb / λ_{12}	1.0		10.0		20.0	
	R_{12}/R_{11}	X_{12}/X_{11}	R_{12}/R_{11}	X_{12}/X_{11}	R_{12}/R_{11}	X_{12}/X_{11}
0.2	0.3	0.01	0.75	0.43	0.78	0.65
0.3	-	-	0.52	0.03	0.63	0.46
0.4	-	-	0.27	-0.11	0.43	0.22
0.5	-	-	0.06	-0.12	0.23	-0.02

그림 5.8에는 그림 5.7에 나타낸 상호 방사 임피던스 밀도를 자기 방사 임피던스 밀도로 나누고, 볼록면 음원간의 거리를 파장 λ_{12}로 환산하여 나타낸다. 상호 방사 임피던스 밀도의 감소 기울기는 kb의 증가에 반비례하고 있으며, 볼록면 음원간의 거리에 따른 상호 방사 임피던스의 상대치를 표 5.1에 나타낸다. 그 결과 $kb \leq 20.0$인 경우에 대하여 상호 방사 저항은 피스톤 음원간의 거리가 $0.5\lambda_{12}$ 이상이면 ±0.2의 범위내에서 0.0으로 점근하고, 상호 방사 리액턴스는 피스톤 음원간의 거리가 $0.4\lambda_{12}$ 이상이면 ±0.2의 범위내에서 0.0으로 점근한다는 것을 알 수 있다.



(a) Resistance



(b) Reactance

그림 5.8 구형 강체 배플상의 볼록면 음원간의 상호 방사 임피던스 상대치

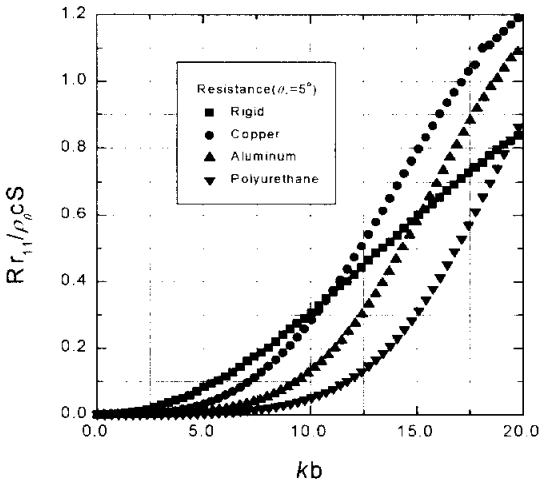
Fig. 5.8. Normalized mutual-radiation impedance between convex sources on the spherical rigid baffle.

5. 3 비강체 배플상의 볼록면 음원

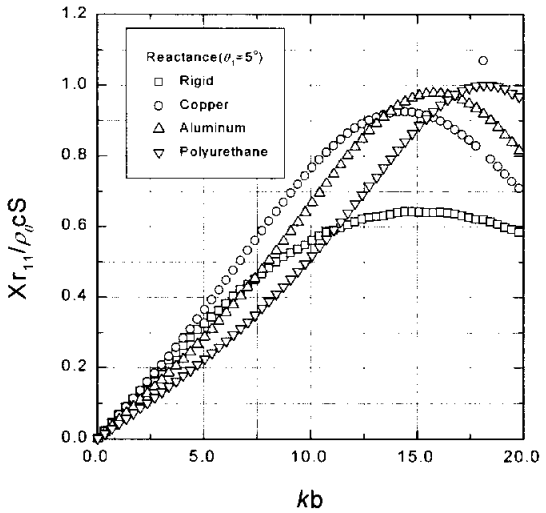
전절은 구형 볼록면 음원이 강체 배플에 끼워진 조건에 있어서 해석 결과이다. 하지만 실제의 경우 배플은 강체로 볼 수 없기 때문에 배플의 재질 변화에 따른 자기 및 상호 방사 임피던스 밀도 변화 및 이에 따른 음압 분포 변화를 해석하여 고찰한다.

5. 3. 1 자기 방사 임피던스 및 음압 분포

배플의 재질은 표 4.2에 나타낸 동, 알루미늄 및 폴리우레탄의 세 종류로 설정하고, 음파 방사각 θ_1이 5^o인 경우 자기 방사 임피던스 밀도 변화를 그림 5.9에 나타낸다. $kb \leq 2.5$ 영역에서의 자기 방사 저항 밀도는 0에 가까운 값을 가지고 자기 방사 리액턴스 밀도는 0.1 부근의 값을 가지고 있다. $kb > 2.5$인 영역에서는 배플의 특성 임피던스가 감소함에 따라 전체적으로 특성 곡선은 높은 kb의 영역으로 이동하는 형태를 나타내고, 자기 방사 저항 및 자기 방사 리액턴스의 최대값은 증가하고 있다. 표 5.2는 $kb=2.5$, 10.0, 20.0 영역에서 강체 배플일 때의 결과에 대한 자기 방사 임피던스 밀도의 상대적인 변화를 나타내는 결과로서 4장의 원판형 피스톤 음원에 대한 결과에서와 마찬가지로 배플의 특성 임피던스 변화에 대하여 낮은 kb의 영역에서는 자기 방사 저항 밀도의 변화가 자기 방사 리액턴스 밀도 변화보다 더 크며, 높은 kb의 영역으로 갈수록 자기 방사 저항 밀도의 변화보다 자기 방사 리액턴스 밀도의 변화가 커짐을 알 수 있다.



(a) Resistance



(b) Reactance

그림 5.9 구형 비강체 배플상의 볼록면 음원의 자기 방사 임피던스 밀도

Fig. 5.9. Self-radiation impedance density of convex source on the spherical non-rigid baffles.

표 5.2 강체 배플에 대한 배플 재질에 따른 자기 방사 임피던스 변화
Table 5.2. Variation of self-radiation impedance for baffle materials to rigid baffle.

kb / Material	2.5		10.0		20.0	
	R_{11}	X_{11}	R_{11}	X_{11}	R_{11}	X_{11}
Copper	-81.1%	2.0%	-7.6%	36.9%	41.5%	19.6%
Aluminum	-95.2%	-18.7%	-56.6%	18.8%	30.9%	37.8%
Polyurethane	-98.5%	-35.5%	-83.5%	-7.9%	4.9%	65.2%

이러한 결과는 낮은 kb의 영역에서 음향 매질의 저항성의 변화가 방사면에서의 부가질량 변화보다 더욱 지배적인 결과라고 볼 수 있다.

그림 5.10과 그림 5.11에 $\theta_1 = 5^o$, $kb = 10.0$인 경우에 있어서 배플의 재질 변화에 따른 음향축상의 음압 변화와 음압 분포를 해석하여 나타낸다. 음압의 최대치는 방사면에 형성되어 거리가 멀어짐에 따라 지수적으로 감소하는 것을 보이고 있으며, 자기 방사 임피던스 밀도의 최대값이 나타나기 이전의 영역이므로 음압의 최대치는 자기 방사 임피던스 밀도의 절대값에 비례하는 경향을 나타내고 있다. 음압 분포의 형태에 있어서는 강체 배플에서의 결과와는 달리 후방으로의 음파 전달이 일어나고 있으며, 전방으로의 음파 방사도 원활히 이루어지지 않음을 확인할 수 있다.

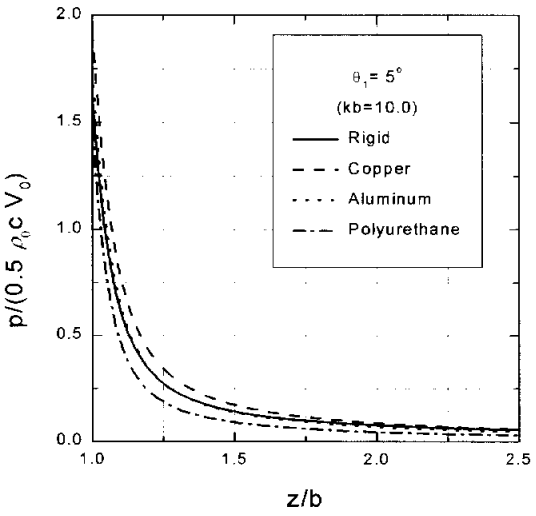
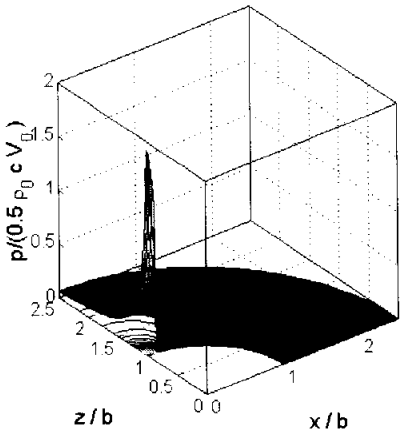
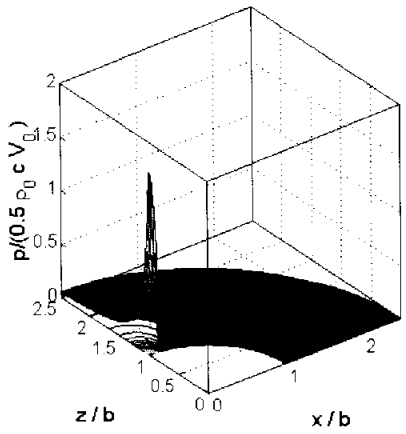


그림 5.10 비강체 배플에서의 음향축상 음압($\theta_1 = 5^o$, $kb = 10.0$)

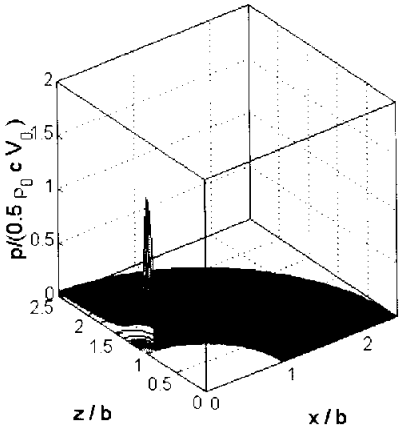
Fig. 5.10. Sound pressure on acoustical axis for the non-rigid baffle($\theta_1 = 5^o$, $kb = 10.0$).



(a) Copper



(b) Aluminum



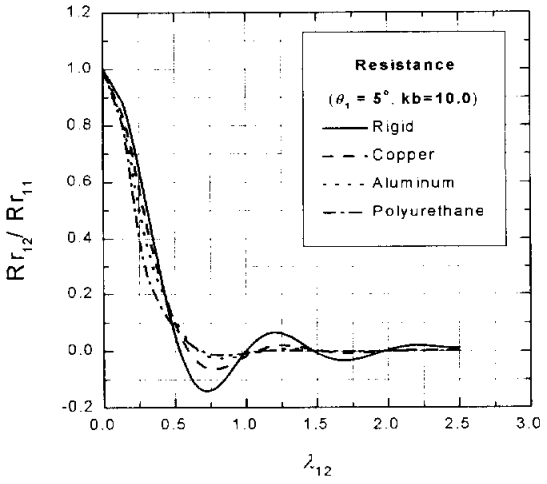
(c) Polyurethane

그림 5.11 비강체 배플에서의 음압 분포($\theta_1 = 5^o$, $kb = 10.0$)

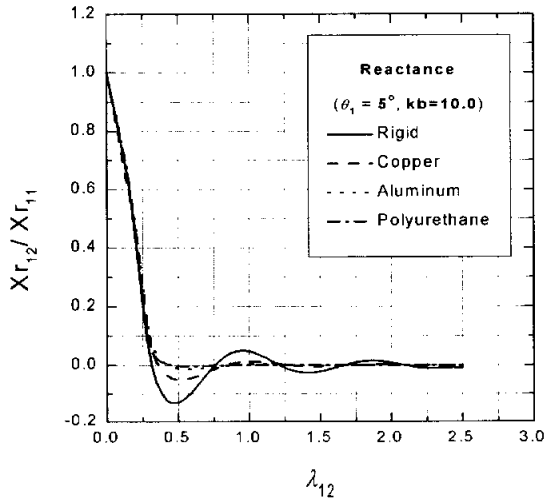
Fig. 5.11. Sound pressure distribution for the non-rigid baffle ($\theta_1 = 5^o$, $kb = 10.0$).

5. 3. 2 상호 방사 임피던스

$kb=10.0$인 경우에 있어서 배플의 재질 변화에 따른 피스톤 음원간의 상호 방사 임피던스를 자기 방사 임피던스로 나누어 그림 5.12에 나타낸다. 상호 방사 저항의 경우 $0.5\lambda_{12}$ 부근을 기준으로 배플의 특성 임피던스 감소에 따라 피스톤 음원간의 거리가 $0.5\lambda_{12}$ 이하에서는 상호 방사 저항의 값도 감소하며, $0.5\lambda_{12}$ 이상에서는 그 값은 $-0.2\sim+0.1$ 이내로 배플의 특성 임피던스 감소에 따라 0.0으로 점근하는 변화폭이 감소하고 있다. 상호 방사 리액턴스의 경우 $0.25\lambda_{12}$ 이하에서는 상호 방사 저항에서의 결과와는 달리 배플의 특성 임피던스 변화에 거의 영향을 받지 않으나, $0.25\lambda_{12}$ 이상에서는 상호 방사 저항에서의 결과와 마찬가지로 규격화된 값은 $-0.2\sim+0.1$ 이내로 0.0으로 점근하는 변화폭이 감소하고 있다.



(a) Resistance



(b) Reactance

그림 5.12 구형 비강체 배플상의 볼록면 음원간의 상호 방사 임피던스 상대치

Fig. 5.12. Normalized mutual-radiation impedance between convex sources on the spherical non-rigid baffles.

5. 4 결과 및 고찰

구형 강체 배플상의 볼록면 음원에 있어서 방사각의 변화에 대하여 자기 방사 임피던스 밀도 및 상호 방사 임피던스 밀도를 해석하여 알려진 해석해와 일치하는 결과를 얻었다. 이로써 구형 강체 배플상의 볼록면 음원의 음향 특성 해석에 대해서도 축대칭 2차원 유한요소법과 하이브리드형 무한요소법의 적용 타당함을 확인할 수 있었다.

음향축상의 음압 및 음압 분포의 해석을 통하여 음파 방사의 중심에 위치하는 음향축상에 최대치가 나타나며, 강체 배플이 방사된 음파의 후면으로의 전파를 막고 있는 형태를 확인할 수 있었다. 또한, 자기 방사 저항 밀도 및 자기 방사 리액턴스 밀도의 값이 1.0 및 0.0 부근으로 점근하지 못하는 낮은 kb영역에서는 전방으로 음파 전달이 원활히 이루어지지 않는 것을 확인할 수 있었다.

구형 강체 배플에 있어서 상호 방사 임피던스 밀도의 해석을 통하여 $kb \leq 20.0$인 경우에 대하여 상호 방사 저항 밀도는 볼록면 음원간의 거리가 $0.5\lambda_{12}$ 이상이면 ±0.2의 범위내에서 0.0으로 점근하고, 상호 방사 리액턴스 밀도는 음원간의 거리가 $0.4\lambda_{12}$ 이상이면 ±0.2의 범위내에서 0.0으로 점근한다는 것이 해석되었다.

구형 배플의 재질 변화에 따른 자기 방사 임피던스의 해석 결과 $kb \leq 20.0$의 전체 영역에 있어서 배플의 특성 임피던스 변화에 많은 영향을 받음이 해석되었고, 낮은 kb의 영역에서는 자기 방사 저항

밀도의 변화가 자기 방사 리액턴스 밀도의 변화보다 더 크고, 높은 kb의 영역으로 갈수록 자기 방사 리액턴스 밀도의 변화가 크다는 것을 규명하였다.

음향축상의 음압 및 음압 분포의 해석을 통하여 비강체 배플의 경우 후방으로 음파 전파가 일어나며, 자기 방사 저항 밀도 및 자기 방사 리액턴스 밀도의 값이 1.0 및 0.0으로 점근하지 않은 영역에서는 전방으로 음파 방사가 원활하지 못함을 확인하였다.

비강체 배플상의 볼록면 음원간의 상호 방사 임피던스의 해석 결과 상호 방사 저항의 경우 배플의 특성 임피던스 감소에 따라 볼록면 음원간의 일정 거리($0.5\lambda_{12}$; $kb=10.0$)를 기준으로 하여 근거리에서는 상호 방사 저항의 감소가 원거리에서는 0.0으로 점근하는 변화폭이 감소하는 경향이 나타났으며, 상호 방사 리액턴스의 경우 일정 거리($0.25\lambda_{12}$; $kb=10.0$)를 기준으로 하여 근거리에서는 거의 영향을 받지 않고 원거리에서는 0.0으로 점근하는 변화폭이 감소함을 규명하였다.

이러한 결과들로부터 비강체 배플의 적용으로 인하여 구형 배플상의 볼록면 음원에 있어서도 4장의 원판형 피스톤 음원에서의 결과와 마찬가지로 자기 방사 임피던스의 변화가 발생됨은 물론 이로 인하여 상호 방사 임피던스의 결과에도 변화가 발생된다는 것을 규명하였다.

제 6 장 결 론

원판형 피스톤 음원의 배플의 크기 및 배플의 재질 변화에 따른 자기 방사 임피던스와 음압 분포 특성을 축대칭 2차원 유한요소법과 하이브리드형 무한요소법이 결합된 음장해석용 알고리듬을 사용하여 해석하였다. 또한, 다수의 피스톤 음원 배열을 고려하여 구형 배플상의 볼록면 음원에 있어서 배플의 재질 변화에 따른 자기 방사 임피던스, 음압 분포 및 상호 방사 임피던스 특성을 해석하였다.

무한 크기 강체 배플상의 원판형 피스톤 음원에 대한 자기 방사 임피던스의 해석을 통하여 이론적 해석해와 일치하는 결과를 얻었으며, 축대칭 2차원 유한요소법과 하이브리드형 무한요소법이 결합된 음장해석용 알고리듬의 적용 타당함이 검증되었다.

원판형 배플의 크기 변화에 따른 자기 방사 임피던스 해석 결과 낮은 ka영역에서는 자기 방사 저항 밀도 및 자기 방사 리액턴스 밀도는 무한 크기 강체 배플인 경우의 결과와 배플이 없는 결과의 값 사이에 존재하고, 높은 ka영역에서는 강체 배플의 크기 변화에 거의 영향을 받지 않으며, 자기 방사 임피던스 밀도의 변화는 낮은 ka영역에서 자기 방사 저항 밀도의 변화량이 자기 방사 리액턴스 밀도의 변화량보다 더 크게 나타났다. 음압 분포의 해석 결과 높은 ka영역에서는 자기 방사 저항이 음향 매질의 특성 임피던스와 일치하게 되므로 전방으로의 음파 방사가 원활히 이루어졌으며, 낮은 ka영역에서는 자기 방사 저항 밀도의 변화량이 지배적임으로 인하여 전방으

로의 음파 방사가 원활히 이루어지지 않고 방사면 부근에 분포됨이 해석되었다.

유한 크기 비강체 배플상의 원판형 피스톤에 있어서 재질 변화에 대한 자기 방사 임피던스 밀도의 해석 결과, 낮은 ka영역에서는 강체 배플의 결과와 배플이 존재하지 않는 결과의 값 사이에 존재하고 높은 ka영역에서는 큰 변화가 일어나지 않았으며, 강체 배플의 크기 변화에서의 결과와 마찬가지로 낮은 ka영역에서의 자기 방사 저항 밀도의 변화가 자기 방사 리액턴스 밀도의 변화보다 지배적으로 나타났다. 음압 분포 특성의 해석 결과 낮은 ka영역인 $ka=0.2\pi$로 구동한 경우 전방으로의 음파 방사가 원활히 이루어지지 않았으며, 자기 방사 임피던스 밀도의 감소로 음압의 최대치 및 음압 분포가 영향을 받는다는 것이 확인되었다.

구형 강체 배플상의 볼록면 음원에 있어서 방사각의 변화에 대하여 자기 방사 임피던스 밀도 및 상호 방사 임피던스 밀도를 해석하여 알려진 이론해와 일치하는 결과를 얻었다. 이로써 구형 배플상의 볼록면 음원의 음향 특성 해석에 대해서도 전처리 단계에서의 수정이 이루어진다면 축대칭 2차원 유한요소법과 하이브리드형 무한요소법의 적용 타당함이 확인되었다. 상호 방사 임피던스 밀도의 해석 결과 $kb \leq 20.0$인 경우에 대하여 음원간의 거리가 $0.5\lambda_{12}$ 이상이면 ± 0.2의 범위내에서 0.0으로 점근하고, 상호 방사 리액턴스 밀도는 피스톤 음원간의 거리가 $0.4\lambda_{12}$ 이상이면 ± 0.2의 범위내에서 0.0으로 점근한다는 것이 해석되었다.

구형 배플의 재질 변화에 따른 자기 방사 임피던스의 해석 결과 원판형 피스톤 음원의 비강체 배플에 대한 경향과 마찬가지로 낮은 kb의 영역에서는 자기 방사 저항 밀도의 변화가 자기 방사 리액턴스 밀도의 변화보다 지배적이고, 높은 kb의 영역으로 갈수록 자기 방사 리액턴스 밀도의 변화가 지배적이라는 것이 규명되었다. 음향축상의 음압 및 음압 분포의 해석에 있어서 자기 방사 저항 밀도 및 자기 방사 리액턴스 밀도의 값이 1.0 및 0.0으로 점근하지 않고 자기 방사 저항 밀도의 변화량이 지배적인 낮은 kb의 영역에서는 비강체 배플의 적용에 의해 후방으로 음파 전달이 발생하고, 전방으로 음파 방사가 원활하지 못함이 확인되었다.

구형 비강체 배플상의 볼록면 음원간의 상호 방사 임피던스의 해석 결과 상호 방사 저항의 경우 배플의 특성 임피던스 감소에 따라 피스톤 음원간의 일정 거리($0.5\lambda_{12}$; $kb=10.0$)를 기준으로 하여 근거리에서는 상호 방사 저항의 감소가 원거리에서는 0.0으로 점근하는 변화폭이 감소하는 경향이 나타났으며, 상호 방사 리액턴스의 경우 일정거리($0.25\lambda_{12}$; $kb=10.0$)를 기준으로 하여 근거리에서는 거의 영향을 받지 않고 원거리에서는 0.0으로 점근하는 변화폭이 감소함이 규명되었다.

이러한 결과들로부터 원판형 피스톤 음원에 있어서 배플의 크기 변화 및 배플의 재질 변화에 따라 낮은 ka영역에서는 자기 방사 저항 밀도가 자기 방사 리액턴스 밀도보다 더욱 많은 영향을 받으며, 자기 방사 임피던스의 변화에 의해 음압 분포 특성 또한 변화됨이

확인되었고, 구형 배플상의 볼록면 음원에 있어서도 배플의 재질 변화에 따라 자기 방사 임피던스의 변화는 물론 이로 인한 상호 방사 임피던스의 변화가 발생됨이 규명되었다.

위와 같이 자기 방사 임피던스의 값은 목적으로 하는 구동 영역은 물론 방사면에 직접 또는 간접적으로 결합되는 배플의 크기 변화 및 재질 변화에 따라 차이를 나타내고 있으며, 이로 인하여 음압 분포 특성에도 영향을 미치고 있다는 것을 알 수 있다. 또한, 배플의 재질 변화에 따라 자기 방사 임피던스는 물론 상호 방사 임피던스 특성 또한 영향을 받는다는 것을 알 수 있다.

따라서, 본 연구 결과는 배플의 크기 변화, 재질 변화 및 동작 영역에 따른 자기 방사 임피던스의 값과 비강체 배플에 있어서 음원간의 거리에 따른 상호 방사 임피던스 특성의 변화 경향을 제시함으로서 방사 임피던스의 영향이 큰 수중 음향 변환기의 해석 및 설계에 유용하게 이용되어질 것으로 생각된다.

또한, 일상 생활에 밀접하게 이용되어지고 있는 스피커 등의 전기 음향 변환기에 있어서 배플의 크기 및 재질, 상호 간섭에 대한 연구에도 본 연구의 결과들이 적용될 수 있을 것이다.

참고문헌

1. 川村雅恭 著, 김천덕, 윤종락 共譯, *전기음향공학* (1990).
2. 조치영, 서희선, 이정민, "수중 음향 압전 트랜스듀서의 등가 회로 모델링," 한국음향학회지, 제 15권, 제 4호, pp. 77-82, 1996.
3. Lawrence E. Kinsler and Austin R. Frey, *Fundamentals of acoustics* (Top, Seoul, 1981).
4. T. Hayasaka and S. Yosikawa, *Theory of Acoustic and Mechanical Vibration* (Corona, Tokyo, 1948)(in japanese).
5. Y. Kikuchi, *Ultrasonic Transducers* (Corona, Tokyo, 1969).
6. V. M. Ristic, *Principles of Acoustic Devices* (John Wiley & Sons, New York, 1982).
7. R. S. Woollett, *Sonar Transducer Fundamentals* (NUSC, Connecticut).
8. C. Kim, H. Seo, D. Kim, and J. Yoon, "Input Impedance Analysis of Piezoelectric Cylinder Transducer using Finite Element Method," J. Acoust. Soc. Kor., Vol. 11, No. 6, pp. 32-40, 1992.
9. 윤종락, 윤형규, 김대환, 김천덕, "유한요소법과 하이브리드형 무한요소법의 결합에 의한 축대칭 변환기의 음향 특성해석(I);방사임피던스, 지향성 및 압전자간의 결합효과," 한국음향학회지, 제 13권, 제 2호, pp. 60-67, 1994.

10. 加川幸雄, *開領域問題のための有限/境界要素法* (サイエンス, Tokyo, 1982)

11. 加川幸雄, 村山健一, *BASICによる電氣・電子有限要素法* (科學技術出版社, Tokyo, 1986)

12. D. W. Hawkins and P. T. Gough, "Multiresonance Design of a Tonpilz Transducer Using the Finite Element Method," IEEE Trans. Ultrason. Ferroelect. Freq. Contr., Vol. 43, No. 5, pp. 782-790, 1996.

13. 김원호, 윤종락, "유한 배플 원통 진동체의 수중 방사 임피던스에 대한 실험적 연구," 한국음향학회지, 제 13권, 제 2호, pp. 23-29, 1994.

14. 이종길, 서인창, "배플이 없는 사각형 음향센서의 자기 방사 임피던스," 한국음향학회지, 제 14권, 제 4호, pp. 82-88, 1995.

15. 이종길, 서인창, "상호 간섭 영향을 고려한 평면 배열형 음향 트랜스듀서의 방사 출력 예측," 제 15권, 제 1호, pp. 17-22, 1996.

16. 조치영, 서희선, 이정민, "방사 임피던스를 고려한 평면 배열 수중 음향 트랜스듀서의 최적 빔 설계," 제 15권, 제 1호, pp. 40-45, 1996.

17. S. Lowenthal and P. Tournois, "Radiation Impedance of Membranes and Plates: Their Acoustic Coupling with the Propagation Medium," J. Acoust. Soc. Am., Vol. 35, No. 9, pp. 1423-1428, 1963.

18. E. M. Arase, "Mutual radiation Impedance of Square and Rectangular Pistons in a Rigid Infinite Baffle," J. Acoust. Soc. Am., Vol. 36, No. 8, pp. 1521-1525, 1964.

19. D. S. Burnett and W. W. Soroka, "Tables of Rectangular Piston Radiation Impedance Functions, with Application to Sound Transmission Loss through Deep Apertures," J. Acoust. Soc. Am., Vol. 51, No. 5, pp. 1618-1623, 1972.

20. P. R. Stepanishen, "The Time-Dependent Force and Radiation Impedance on a Piston in a Rigid Infinite Planar Baffle," J. Acoust. Soc. Am., Vol. 49, No. 3, pp. 841-849, 1971.

21. P. R. Stepanishen, "The Radiation Impedance of a Rectangular Piston," J. Sound and Vibration, Vol. 55, No. 2, pp. 275-288, 1977.

22. 이종길, 서인창, "적분식을 이용한 무한배플 사각형 진동체의 자기 방사 임피던스 연구," 한국음향학회지, 제 14권, 제 5호, pp. 58-62, 1995.

23. 이종길, 서인창, "평면 배열형 사가형 음향 트랜스듀서의 상호 방사 임피던스 연구," 한국음향학회지, 제 14권, 제 6호, pp. 21-26, 1995.

24. M. Kim, C. Kim, and K. Ha, "A New Calculation Method for the Radiation Impedance of Transducer with Regular Square Vibrating Surface," J. Acoust. Soc. Kor., Vol. 18, No. 1E, pp. 20-25, 1999.

25. 手島哲郎, *平面及び圓筒配列ソーナーの音響的相互干渉と放射パワーに關する研究* (日本防衛大學 碩士學位論文, 1999)

26. 若菜 忠, 城戸 健一, "球ベフル上のピストン音源の放射インピ-ダンスならびに相互放射インピ-ダンス," 日本 電子通信學會誌. Vol. 53-A, No. 2, pp. 105-109, 1970.

27. T. Yamabuchi, et al., "Finite Element Approach to Unbounded Poisson and Helmholtz Problems Using Hybrid-Type Infinite Element," J. Electronics Comm. Eng., Vol. 68, No. A3, pp. 239-246, 1985(in japanese).

28. Y. Kagawa, et al., *FEM Program Selection-III* (Morikita, Tokyo, 1998)(in japanese).

29. S. Park, M. Kim, and C. Kim, "Variation of Radiation Impedance for Piston Source According to Baffle," J. Acoust. Soc. Kor., Vol. 20, No. 2E, pp. 46-50, 2001.

30. 황우연, 장순철, *MATLAB 활용* (높이깊이, Seoul, 1995)

31. 전주환, 박부견, 권욱현 공역, *MATLAB을 이용한 디지털 신호처리* (시그마 프레스, 1998)

감사의 글

오늘이 있기까지 긴 시간 동안 학문의 길을 열어주시고 깊은 사랑으로 지도해 주신 김 천 덕 교수님께 감사와 존경의 마음을 드립니다. 또한, 바쁘신 중에도 세심한 지도와 격려로 심사를 해주신 권 태 하 교수님, 윤 종 락 교수님, 김 봉 채 박사님, 김 무 준 교수님께 마음 깊이 감사드립니다. 그리고, 지난 학업의 과정 동안 격려와 조언을 아끼지 않으신 전자컴퓨터정보통신공학부 교수님들께 진심으로 감사드립니다.

항상 따뜻한 격려와 배려로 보살펴 주신 전기·제어계측공학부 교수님들께 감사의 말씀을 올립니다. 또한, 궂은 일이 있을 때마다 웃음으로 편하게 위로하고 도와준 윤 상 호 선생과 전기공학전공 후배들에게도 고마움을 전합니다.

대학원 생활 동안 아낌없는 지도와 성원을 하여 주신 김 영 학 교수님, 장 윤 석 교수님, 멀리에서도 항상 격려하여 주신 여러 선배님들께도 진심으로 감사드립니다. 또한, 즐거움과 아픔을 함께 했던 심 동 연 박사님, 김 태 용 박사님, 박 규 칠 교수님, 박 진 남 박사, 장 비 군을 비롯한 디지털 신호처리 연구실의 여러 선후배님들께도 깊이 감사드립니다.

부모님 이상의 사랑을 주신 이모 내외분과 친지분들, 누나 내외분, 항상 따뜻한 보살핌으로 용기를 주시고 기도로 위로해 주신 장인어른과 장모님께 감사드립니다. 지치고 힘들 때 의지할 수 있었던 친구 동은, 미숙, 상민, 수진, 영훈, 은진, 재범, 재확, 철훈, 동생 성진, 처제 현숙, 현영, 처남 현수, 그리고 어려운 환경속에서도 믿음과 헌신적인 내조를 아끼지 않은 사랑하는 아내 현경과 함께 이 작은 기쁨을 나누고 싶습니다.

끝으로 이 날이 있기까지 오랜 시간 동안 사랑과 희생으로 보살펴주신 부모님께 무한한 감사와 존경의 마음으로 소홀했던 지난 시간들에 대해 이해를 구하며 이 논문이 조그마한 보답이 되기를 가슴속으로 빌어봅니다.

박 순 종 올림