



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](#)

공학석사 학위논문

파수 영역 기법을 이용한 무한길이 접수
띠 평판의 진동 및 소음 특성 해석

Modelling of fluid-coupled strip plates by using
wavenumber domain approach for vibro-acoustic
analysis

울산대학교 대학원

조선해양공학과

이 형 수

파수 영역 기법을 이용한 무한길이 접수 띠 평판의
진동 및 소음 특성 해석

지도교수 유 정 수

이 논문을 공학석사 학위 논문으로 제출함

2022년 2월

울산대학교 대학원

조선해양공학과

이 형 수

이형수의 공학석사 학위 논문을 인준함

심사위원

유정수



심사위원

최윤락



심사위원

서형석



울산대학교 대학원

조선해양공학과

2022년 2월

감사의 글

학부 연구생부터 석사까지 아낌없는 가르침과 조언으로 저를 지도해 주시고 많은 도움을 주신 유정수 교수님께 가장 먼저 감사의 인사를 드립니다. 제 연구가 난관에 부딪힐 때마다 함께 고민해 주시고 올바른 방향으로 갈 수 있게 매주 1:1 미팅을 통해 이끌어 주신 덕분에 훌륭한 연구를 할 수 있었으며, 이렇게 졸업논문을 잘 마무리 지을 수 있었습니다. 그리고 학위 논문 지도를 맡아 주신 최윤락 교수님, 서형석 교수님께도 감사의 마음을 전합니다.

학위 과정 동안 함께 고생했던 대학원 선후배, 동기들에게 고맙습니다. 특히, 저의 석사 생활에 정말 많은 도움을 주고, 생각이 많아 문제였던 저의 이야기를 늘 진지하게 들어주고 아낌없이 조언해 주신, 제게 정말 큰 힘이 되어준 승룡이 형에게 진심으로 고맙다는 말을 하고 싶습니다. 감사합니다. 제게 새로운 기회를 주신 상현이 형에게 감사의 마음을 전합니다. 또한 짝짝할 수 있었던 대학원 생활을 웃으며 할 수 있게 해준 동욱이, 동기, 도현이를 포함한 ASRL 친구들에게도 감사합니다. 모두 앞으로의 삶을 응원합니다.

저의 바쁨을 이해해 주고, 제가 힘들어할 때면 저를 보러 머나먼 연구실까지 찾아와줬던 근우 형, 앤디 형, 태훈이, 안부 전화로 늘 저를 걱정해 주시던 재혁이 형, 그리고 늘 쓸데 없는 질문에도 잘 답해주시던 JAJD 형님들 모두 정말 고맙습니다. 덕분에 정말 많은 경험들을 쌓을 수 있었습니다.

멀리 서울에서도 나를 챙겨주고 찾아준 성훈이 형, 형은 언제나 제 인생의 롤 모델입니다. 내 베스트 프렌드 상혁이, 늘 퇴근하고 싶어 하는 소희, 늘 휴가 나오고 싶어 하는 소위 한솔이, 그리고 내 아침 산책 단짝 수현이. 여러분 덕분에 힘든 시간들을 잘 이겨낼 수 있었던 것 같습니다. 모두 늘 행복하고 건강했으면 좋겠습니다.

마지막으로 학위 과정 동안 언제나 저를 응원해 주시고 믿어주시며, 든든한 버팀목이 되어 주신 부모님, 그리고 동생 감사합니다, 그리고 사랑합니다. 이 은혜 잊지 않고 늘 보답하며 살겠습니다.

국문요약

해양환경에 대한 규제 강화로 인해 선박에도 수중방사소음 기준이 도입되고 있다. 함정의 경우, 수중방사소음은 피탐 성능 및 생존성과 직결되므로 신뢰성 있는 수중방사 소음 예측이 요구된다. 선박이나 함정의 진동 및 소음 현상을 해석하기 위해서는 접수된 평판의 진동 특성을 이해하는 것이 필요하다. 하지만 모드방법을 이용한 사각 접수보강평판의 진동 및 수중방사소음 해석 시 모드의 개수가 많은 고주파수 대역에서는 연산에 많은 시간이 소요되는 어려움이 있다. 고주파수 대역 해석을 위한 통계에너지해석법이 접수보강평판의 방사효율 계산에 적용되고 있으나 접수보강평판의 방사효율에 대한 정확한 이론적 해석이 필요하다. 모드방법을 이용한 사각 접수평판의 진동 및 수중방사소음 해석을 위해서는 4중적분 연산이 필요하다. 그러나 모드의 개수가 많은 고주파수 대역에서는 4중적분 연산에 많은 시간이 소요되어 모드 방법을 적용하는데 어려움이 있다. 이러한 점을 개선하고자 본 연구에서는 파수 영역 기법(평판을 도파관 구조물로 단순화시켜 다루는 방법)을 이용하여 접수 단순 띠 평판의 진동 특성에 대해 이론적으로 해석해본다. 고주파수 대역에서는 보강재의 영향으로 인해 사각 평판을 띠 평판으로 가정할 수 있으며, 띠 평판 모델링을 이용하면 4중적분을 2중적으로 단순화할 수 있어 고주파수 대역 해석이 용이하다. 유체와 연성된 띠 평판에 대한 정식화를 수행하고 이를 통해 접수 띠 평판의 진동 및 소음 특성을 이론적으로 해석한다. 선박 또는 함정의 수중방사소음 해석을 위해 필요한 접수평판의 진동에 대한 이론적 해석모델을 구축하고 이를 통한 해석 신뢰도 향상을 목표로 한다.

본 논문의 2장에서는 단순 사각평판의 방사 특성에 대한 기존 연구 내용을 검토하고 요약한다. 모드방법을 이용하여 구한 사각평판의 방사효율을 통해 평판의 방사특성을 이해하고, Maidanik의 근사식을 살펴본다. 3장에서는 접수 사각 평판에 대한 문헌 자료를 검토하고 결과 재현을 통해 진동 및 방사소음 특성 파악하고 고주파수 대역 해석을 위해 시도된 선행 연구들과 그 한계에 대해 알아본다. 4장에서는 단순지지 띠 평판의 이론해석에 대해 수행된 선행 연구를 요약하였다. 파수 영역 기법을 이용해 무한길이 띠 평판의 진동 및 소음 특성을 살펴본다. 5장에서는 접수 사각평판에 파수 영역 기법을 적용하여 접수 띠 평판에 대한 정식화를 수행하고 이를 통해 접수 띠 평판의 진동 및 소음 특성을 확인하였다. 접수 띠 평판을 선 배열 음원의 조합으로 보고, 방사 음압을 계산하여 접수 띠 평판의 소음 특성을 얻었으며, 이를 통해 접수 띠 평판의 분산선도 획득 및 강제진동 해석을 통한 진동 및 소음 특성을 도출하였다. 이를 공기 중의 진동 및 소음 특성과 비교하여 접수 효과를 검토하였다. 또한, 크로스 모드 항을 무시하고 대각선 항만을 고려한 결과와 모든 항을 고려한 결과를 고려하여 크로스 모드 항의 기여도를 확인하였다. 진동 특성에서는 크로스 모드의 기여를 무시할 수 있었지만, 소음 특성에서는 크로스 모드 항의 기여를 무시할 수 없음을 확인하였다. 또한, Xie의 근사식에 물의 물성을 넣어 계산하는 것은 신뢰성 있는 결과가 아님을 확인하였으며, 이에 접수 띠 평판의 방사효율을 정확히 표현할 수 있는 새로운 근사식의 정립이 요구됨을 확인하였다.

목 차

감사의 글	1
국문요약	2
목 차	3
표 및 그림 목차	5
1장. 서 론	1
2장. 사각평판	3
2.1 진동해석	3
2.1.1 강제진동응답	3
2.1.2 평판의 평균진동	5
2.2 소음 해석	6
2.2.1 무한 평판의 방사 소음 특성	6
2.2.2 사각평판의 방사 소음 특성	8
2.2.3 방사 파워	9
2.2.4 방사효율	11
3장. 접수 사각평판	15
3.1 지배방정식	15
3.2 접수 사각평판의 소음 특성	17
3.3 크로스 모드 향의 기여	18
3.4 Maidanik 근사식과의 비교	19
4장. 무한길이 띠 평판	21
4.1 자유 진동	21
4.2 강제 진동	23
4.2.1 강제 진동 응답	23
4.2.2 가진점 모빌리티	24
4.2.3 평판의 평균진동	25
4.3 띠 평판의 방사 소음	26
4.3.1 띠 평판의 방사 소음 특성	26
4.3.2 띠 평판의 방사 음향파워	28
4.3.3 띠 평판의 방사효율	29
5장. 무한길이 접수 띠 평판	31
5.1 띠 평판의 방사소음 모델링	31
5.1.1 선 음원에 의한 방사소음	31
5.1.2 띠 평판의 방사음압	33
5.2 접수 띠 평판의 구조-유체 연성 방정식	34
5.3 점 하중에 의한 진동 해석	38
5.3.1 접수 띠 평판의 강제진동	38
5.3.2 가진점 모빌리티	40
5.3.3 접수 띠 평판의 평균진동	41

5.4 접수 띠 평판의 방사 소음	43
5.4.1 접수 띠 평판의 방사 음향파워	43
5.4.2 접수 띠 평판의 방사효율	45
5.5 크로스 모드 항의 기여	47
5.5.1 단일 점 하중 작용 시 방사효율	47
5.5.2 가진점 평균시 방사효율	49
5.6 기존의 근사식과의 비교	50
6장. 결 론	52
참고 문헌	53
Abstract	55

표 및 그림 목차

<표 차례>

Table. 2.1. Dimensions and material properties of the rectangular plate.	4
Table. 3.1. Dimensions and material properties of the plate in water[7].	18
Table. 4.1. Dimensions and material properties of the strip plate.	22
Table. 5.1. Dimensions and material properties of the fluid loaded strip plate.	38

<그림 차례>

Fig. 2.1. A simply supported rectangular plate model	3
Fig. 2.2. The point mobilities for rectangular plate depending on the excitation point ($y_0 = 0.21\text{m}$)	5
Fig. 2.3. Average mean square velocity of the rectangular plate and contribution from modes : thick line, total mean square velocity, thin lines, modal mean square velocity	6
Fig. 2.4. An example of wave in a plate in contact with a fluid	7
Fig. 2.5. The dispersion curves of structural wave for an infinite plate and acoustic wave and critical frequency.	8
Fig. 2.6. The structural wavenumber(k_x, k_y) and acoustic wavenumber(k) at (a) 49.5 Hz and (b) 450 Hz	8
Fig. 2.7. Coordinate system of a vibrating rectangular plate[5].	9
Fig. 2.8. Sound power radiated from rectangular plate and contribution from modes : thick line, total sound power, thin lines, modal sound power	11
Fig. 2.9. The radiation efficiencies for rectangular plate from $m=1, n=1\sim 6$	12
Fig. 2.10. Effects of short-circuiting of the modes[14]	13
Fig. 2.11. Comparison of average radiation efficiency of a rectangular plate using modal approach and Maidanik's eq	14
Fig. 3.1. A baffled plate exposed to water above($z > 0$) and air below($z < 0$)[7]	15
Fig. 3.2. Comparison of average radiation efficiency (water and air)	18
Fig. 3.3. Matrix H	19
Fig. 3.4. Radiation efficiency comparison (full and diagonal)	19
Fig. 3.5. Radiation efficiency comparison (water-loaded plate and Maidanik)	20
Fig. 4.1. A simply supported strip plate model	21
Fig. 4.2. The dispersion curves of each mode(1~6) of a strip plate for $k_{x1,n}$ and $k_{x2,n}$ wavenumbers	23
Fig. 4.3. The dispersion curves of each mode(1~6) of a strip plate for $k_{x1,n}$ and $k_{x2,n}$ wavenumbers at $\eta = 0.1$	23
Fig. 4.4. Comparison between the point mobility of the strip plate excited at (0,0.425)m and mobility of infinite plate	25
Fig. 4.5. Average mean square velocity of the strip plate excited at (0, 0.425) m	26

Fig. 4.6. The dispersion curves in 3D	27
Fig. 4.7. The structural wavenumber and acoustic wavenumber at (a) 557 Hz and (b) 1705 Hz	27
Fig. 4.8. The sound power radiated from strip plate excited at (0, 0.425)m	29
Fig. 4.9. The radiation efficiencies for infinite strip, rectangular plates of 10:1 aspect ratio, Xie's equation and Maidanik's equation	30
Fig. 5.1. Coordinate system	31
Fig. 5.2. Zero-crossing points at $k_x = 10$	37
Fig. 5.3. The dispersion curves of a strip plate in water	38
Fig. 5.4. A simply supported fluid-loaded strip plate model	39
Fig. 5.5. $A_n - k_x$ graph at 1179 Hz	40
Fig. 5.6. Comparison of point mobilities coupled with air and water excited at (0, 0.425)m	41
Fig. 5.7. Comparison of mean square velocity coupled with air and water excited at (0, 0.425)m	42
Fig. 5.8. The effects of the damping loss factor on the mean square velocity excited at (0, 0.425)m	42
Fig. 5.9. Radiation power of fluid-loaded strip plate excited at (0, 0.425)m depending on the fluid	44
Fig. 5.10. Radiation power of fluid-loaded strip plate excited at (0, 0.425)m depending on the plate thickness	45
Fig. 5.11. Radiation power of fluid-loaded strip plate excited at (0, 0.425)m depending on the plate thickness	45
Fig. 5.12. Radiation power of fluid-loaded strip plate excited at (0, 0.425)m depending on the damping loss factor	45
Fig. 5.13. Sound power radiated from strip plate excited at (0, 0.425)m depending on the damping loss factor	45
Fig. 5.14. Radiation power of fluid-loaded strip plate depending on the fluid	46
Fig. 5.15. Radiation efficiency of fluid-loaded strip plate excited at (0, 0.425)m depending on the plate thickness	46
Fig. 5.16. Radiation power of fluid-loaded strip plate excited at (0, 0.425)m depending on the damping loss factor	47
Fig. 5.17. The effects of the off-diagonal terms on the mean-square velocity excited at (0, 0.425)m	47
Fig. 5.18. The effects of the off-diagonal terms on the radiation power	48
Fig. 5.19. The effects of the off-diagonal terms on the radiation efficiency	48
Fig. 5.20. The effects of the off-diagonal terms on the average mean-square velocity	49
Fig. 5.21. The effects of the off-diagonal terms on the average radiation power	50
Fig. 5.22. The effects of the off-diagonal terms on the average radiation efficiency	50

Fig. 5.23. Comparison of radiation efficiency (strip plate, Xie's Eq, Maidanik's Eq.)
..... 51

1장. 서 론

해양환경에 대한 규제 강화로 인해 선박에도 수중방사소음 기준이 도입되고 있다. 함정의 경우, 수중방사소음은 피탐 성능 및 생존성과 직결되므로 신뢰성 있는 수중방사소음 예측이 요구된다. 선박이나 함정의 진동 및 소음 현상을 해석하기 위해서는 접수된 평판의 진동 특성을 이해하는 것이 필요하다. 하지만 모드방법을 이용한 사각 접수보강평판의 진동 및 수중방사소음 해석 시 모드의 개수가 많은 고주파수 대역에서는 연산에 많은 시간이 소요되는 어려움이 있다. 접수 평판의 고주파수 대역 방사효율 해석을 위해 통계에너지해석법이 적용되고 있으나, 접수보강평판의 방사효율에 대한 정확한 이론적 해석이 필요하다.

길이방향 보강재가 있는 보강 평판의 경우, 고주파수 대역에서는 보강재와 보강재 사이에 놓는 평판은 띠 평판으로 볼 수 있다. 접수 보강평판의 선행연구로서, 본 연구에서는 파수 영역 기법(평판을 도파관 구조물로 단순화시켜 다루는 방법)을 이용하여 접수 단순 띠 평판의 진동 특성에 대해 이론적으로 해석해본다. 이를 통해, 기존의 고주파수 대역 해석의 많은 연산량을 줄일 수 있으므로 이론해석이 어려운 접수 사각평판의 고주파수 대역 진동 및 소음 특성에 대해 이론적으로 해석이 가능하다.

방사효율(radiation efficiency)은 구조물이 진동할 때 방사되는 음향 파워와 해당 구조물이 강제 진동할 때 방사하는 음향 파워의 비율을 정의한 값으로, 탄성 구조물이 진동할 때 강제 진동 대비 얼마나 잘 음향 파워를 방사하는지를 보여주는 값이다. 공기 중 평판의 방사효율은 여러 선행연구를 통해 그 특성이 잘 규명되어 있다. Maidanik[1]은 사각평판의 모달 방사효율에 대한 근사식을 유도하였으며, Leppington[2], Li[3], Ver 등[4]은 사각평판의 방사효율 계산하기 위한 방법들을 연구하고 Maidanik[1] 식의 오류를 수정하고 보완하였다. Xie 등[5]은 가진점에 대해 공간 평균을 취하면 크로스 모드의 기여도가 사라짐을 보이고, 띠 평판(폭과 길이 간의 큰 종횡비를 가지는 판)의 방사효율을 계산하는 근사식을 유도하였다. Prasetiyo[6]은 파수 영역 기법(wavenumber domain approach)을 사용하여 점 하중이 가해진 무한 띠 평판의 음향 방사에 대해 연구하였고 Xie 등[5]의 방사효율 근사식과 잘 일치하는 결과를 보였다.

하지만 이러한 연구들은 가벼운 유체가 연성되었으며 약한 댐핑이 주어진 경우에만 유효하다. 물과 접한 구조물의 경우, 공진 주파수는 공기의 경우와 비교하여 급격하게 변화하며, 유체 하중 효과도 고려하여야 한다. Kim 등[7]은 한쪽은 공기, 다른 쪽은 물에 접한 사각평판의 방사효율을 다루었는데 연성방정식의 크로스 모드 중 몇 개 혹은 몇 십 개의 저차 모드가 판의 진동레벨을 주로 지배한다는 점을 이용하여 밴드 매트릭스를 풀어 근사 결과를 얻는 방법을 제안하였다. Cheng 등[8]은 접수 평판의 방사효율에 대해 등가질량의 개념을 도입하고 공기 중에서처럼 연성방정식에서 대각항만을 고려하였다. Lee 등[9]은 Mindlin 판 이론을 적용하여 접수평판의 음향방사효율을 수치해석 하였다.

모드방법을 이용한 접수사각평판의 진동 및 수중방사소음 해석을 위해서는 4중 적분 연산이 필요하다. 그러나 모드의 개수가 많은 고주파수 대역에서는 4중 적분 연산에 많은 시간이 소요되어 모드 방법을 적용하는데 어려움이 있다. 띠 평판 모델링을 이용하면 4중 적분을 2중 적분으로 단순화할 수 있어 고주파수 대역 해석이 용이하다. 이에 본 연구에서는 유체와 연성된 띠 평판을 이론적으로 해석하여 정식화를 수행하고 이를 통해 접수 띠 평판의 진동 및 소음특성을 이론적으로 해석한다.

본 논문의 2장에서는 단순 사각평판의 방사 특성에 대한 기존 연구 내용을 검토하고 요약한다. 모드방법을 이용하여 구한 사각평판의 방사효율을 통해 평판의 방사특성을 이해하고, Maidanik의 근사식을 살펴본다.

3장에서는 물과 접한 사각평판에 대해 수행된 기존 연구 내용을 검토한다. 이를 통해 고주파수 대역

해석을 위해 시도된 선행 연구들과 그 한계에 대해 알아본다. 2장에서 제시한 Maidanik의 근사식에 물의 물성을 적용해 얻은 방사효율과 접수평판 이론해석 결과를 비교함으로써 접수평판 방사소음 예측에 Maidanik의 근사식이 적용 가능한지에 대해 평가한다. 또한 크로스 모드 항의 유무에 따른 방사효율 결과를 비교하였다.

4장에서는 단순지지 띠 평판의 이론해석에 대해 수행된 선행 연구를 요약하였다. 단순지지 띠 평판의 분산선도를 도출하여 파동전파 특성을 확인하고, 파수 영역 기법을 이용해 무한길이 띠 평판의 진동 및 소음 특성을 살펴본다.

2~4장에서는 앞서 수행된 선행연구의 내용을 검토하고 주요 결과를 요약하였다. 5장에서는 본 연구의 주제인 접수 사각평판에 파수 영역 기법을 적용하여 접수 띠 평판에 대한 정식화를 수행하고 이를 통해 접수 띠 평판의 진동 및 소음 특성을 확인하였다. 접수 띠 평판을 선 음원 시스템들의 조합으로 보고, 방사 압력을 계산하여 접수 띠 평판의 소음 특성을 얻었으며, 이를 통해 접수 띠 평판의 분산선도 획득 및 강제진동 해석을 통한 진동 및 소음 특성을 도출하였다. 이를 공기 중의 진동 및 소음 특성과 비교하여 접수 효과를 검토하였다. 또한, 크로스 모드 항을 무시하고 대각선 항만을 고려한 결과와 이론해석 결과를 가진점 평균하여 크로스 모드 항의 영향을 확인한다.

2장. 사각평판

본 장에서는 모드 방법을 이용한 사각평판의 진동 및 소음 해석에 대해 요약하고 선행 연구의 주요 내용을 소개한다.

2.1 진동해석

2.1.1 강제진동응답

Fig. 2.1에는 x 방향으로 l_x 의 길이와 y 방향으로 l_y 의 폭을 가지고 z 방향 수직운동을 하는 직사각형 평판을 나타내었다. 이 평판은 강체 배플에 단순지지(simply supported) 경계조건을 가진다. 공기에 의해 평판 표면에 작용하는 압력은 매우 적어 무시할 수 있다고 가정한다.

단순 평판에 대한 수직방향 변위를 $w(x,y,t)$ 라고 하면, 평판의 운동방정식은 식(2.1)로 표현된다[10].

$$D \left(\frac{\partial^4 w}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 w}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 w}{\partial y^4} \right) + \rho h \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = F(x_0, y_0, t) \quad (2.1)$$

여기서 ρ 는 평판의 밀도, h 는 평판의 두께, D 는 굽힘강성으로 $D = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)}$, E 는 Young 률, ν 는 Poisson 비, F 는 평판에 작용하는 점 하중을 나타낸다. 평판이 시간에 대해 조화운동을 한다고 가정하고, 이후 정식화에서 시간에 대한 조화항은 생략한다. 평판은 단순지지된 경계조건을 가지므로 모드함수로 사인(sine) 함수를 가지며, 평판의 진동 속도를 모드합(modal sum)으로 표현하면

$$v(x,y) = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} u_{mn} \varphi_{mn}(x,y) \quad (2.2)$$

이며, 여기서 u_{mn} 은 모드(m,n)의 수직방향 속도를 나타내는 계수이며, φ_{mn} 은 모드(m,n)의 모드함수를 뜻한다. 단순지지된 직사각형 평판에서 $\varphi_{mn}(x,y)$ 은 식(2.3)과 같이 표현된다.

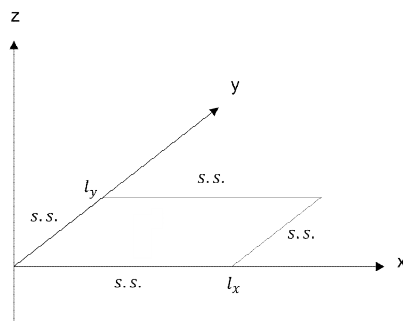


Fig. 2.1. A simply supported rectangular plate model

$$\varphi_{mn}(x,y) = \sin\left(\frac{m\pi x}{l_x}\right)\sin\left(\frac{n\pi y}{l_y}\right) \quad (2.3)$$

여기서 m 과 n 은 각각 x 방향 및 y 방향의 모드 차수를 의미하는 양의 정수이다.

평판의 위치 (x_0, y_0) 에 주파수 ω 의 점 하중 $F(x_0, y_0) = \tilde{F}\delta(x - x_0, y - y_0)$ 이 작용할 때, 모드 속도의 크기를 나타내는 복소 계수 u_{mn} 은 식(2.4)와 같이 주어진다[11].

$$u_{mn} = \frac{j\omega \tilde{F}\varphi_{mn}(x_0, y_0)}{[\omega_{mn}^2(1 + j\eta) - \omega^2]M_{mn}} \quad (2.4)$$

여기서 \tilde{F} 는 외력의 크기, η 는 감쇠손실계수, ω_{mn} 은 각 고유진동수(angular natural frequency)이며, M_{mn} 은 모드질량으로서

$$M_{mn} = \int_S \rho h \varphi_{mn}^2(x, y) dS = \frac{1}{4} \rho h l_x l_y = \frac{M}{4} \quad (2.5)$$

이다. 여기서, M 는 평판의 질량, S 는 평판의 면적을 나타낸다. 단순지지 경계조건을 갖는 평판의 고유진동수 ω_{mn} 은

$$\omega_{mn} = \left(\frac{D}{\rho h}\right)^{1/2} \left[\left(\frac{m\pi}{l_x}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{l_y}\right)^2 \right] \quad (2.6)$$

이다.

식(2.2)와 식(2.4)로부터 가진점의 모빌리티를 구하면 식(2.7)과 같다.

$$Y = \frac{v}{F} = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{j\omega \varphi_{mn}^2(x_0, y_0)}{[\omega_{mn}^2(1 + j\eta) - \omega^2]M_{mn}} \quad (2.7)$$

식(2.7)의 분모를 보면 가진주파수가 고유진동수와 일치할 때 상대적으로 모빌리티가 높게 나타나는 것을 확인할 수 있다. 즉, 모빌리티의 피크들은 평판의 고유진동수에서 발생하는 것을 알 수 있다.

Table 2.1에는 사각평판의 제원 및 물성치를 나타내었다. 이후 2장에서의 사각평판의 제원 및 물성치는 모두 동일하다.

Table. 2.1. Dimensions and material properties of the rectangular plate.

Parameters	Value	Parameters	Value
Young's modulus, E	$7.1 \times 10^{10} N/m^2$	Length(l_x) \times Width(l_y)	$0.6 m \times 0.5 m$
Poisson's ratio, ν	0.332	Density, ρ	$2.7 \times 10^3 kg/m^3$
Damping loss factor, η	0.1	Thickness, h	0.003 m

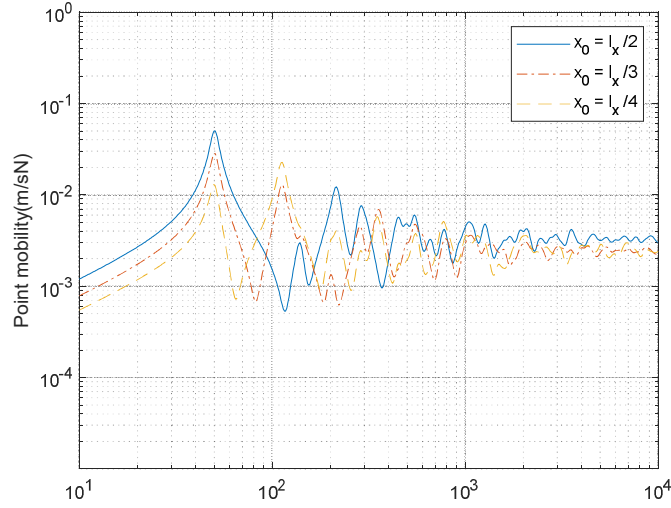


Fig. 2.2. The point mobilities for rectangular plate depending on the excitation point($y_0 = 0.21\text{m}$)

Fig. 2.2에는 점 하중의 위치 변화에 따른 가진점 모빌리티를 나타내었다. $y_0 = 0.21\text{m}$, $x_0 = l_x/2$ 인 경우 $m = 2, 4, 6\dots$ 에서는 가진점이 결점(nodal point)에 해당하므로 해당 모드가 발생하지 않는다. $x_0 = l_x/3$ 인 경우 마찬가지로 $m = 3, 6, 9\dots$ 의 진동 모드가 발생하지 않는다. Fig. 2.3에서도 가진점의 위치에 따라 특정 모드의 응답이 발생하지 않는 것을 알 수 있다.

2.1.2 평판의 평균진동

평판의 수직방향 속도를 $v(x,y)$ 라고 할 때 시간에 대한 속도의 평균 제곱(mean-square velocity)은 $\overline{v(x,y)^2}$ 으로 나타내며, 식(2.8)로 표현된다.

$$\overline{v(x,y)^2} = \frac{1}{2} |v(x,y)|^2 = \frac{1}{2} v(x,y)v^*(x,y) \quad (2.8)$$

이때, *는 복소 쥘레(complex conjugate)를 의미한다. 식(2.8)을 공간 영역에 대해 평균하면 식(2.9)와 같다.

$$\langle \overline{v(x,y)^2} \rangle = \frac{1}{S} \int_S \overline{v(x,y)^2} dx dy \quad (2.9)$$

여기에서 $\langle \rangle$ 는 공간 평균을 의미한다. 식(2.8)을 식(2.9)에 대입하면

$$\langle \overline{v(x,y)^2} \rangle = \frac{1}{2S} \int_0^{l_y} \int_0^{l_x} v(x,y)v^*(x,y) dx dy \quad (2.10)$$

과 같다. 가진점의 위치에 따라 평판의 속도 응답이 달라지므로 가진점에 대하여 평균된 속도제곱을

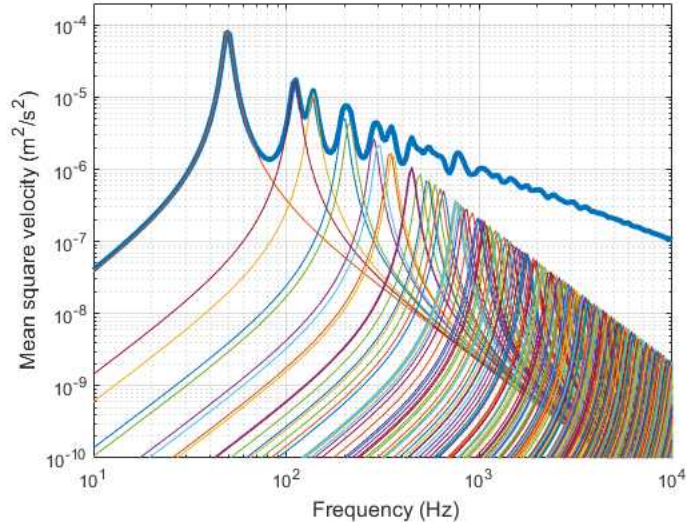


Fig. 2.3. Average mean square velocity of the rectangular plate and contribution from modes : thick line, total mean square velocity, thin lines, modal mean square velocity

$\overline{\langle v(x,y)^2 \rangle}$ 라 하면 식(2.11)과 같이 단순화될 수 있다[5].

$$\overline{\langle v(x,y)^2 \rangle} = \frac{\omega^2 |\tilde{F}|^2}{2M^2} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{[(\omega_{mn}^2 - \omega^2)^2 + \eta^2 \omega_{mn}^4]} = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \overline{\langle v_{mn}^2 \rangle} \quad (2.11)$$

여기서,

$$\overline{\langle v_{mn}^2 \rangle} = \frac{\omega^2 |\tilde{F}|^2}{2M^2 [(\omega_{mn}^2 - \omega^2)^2 + \eta^2 \omega_{mn}^4]} \quad (2.12)$$

로 표현된다. Fig. 2.3에는 Table 2.1의 제원을 가지는 알루미늄 사각평판에 대하여 식(2.11)과 식(2.12)를 이용해 얻은 결과를 나타내었다.

2.2 소음 해석

2.2.1 무한 평판의 방사 소음 특성

사각평판의 방사소음 해석에 앞서, 무한 평판의 방사 소음에 대해 먼저 살펴본다. 평판이 공기에 접해 있는 경우, 평판에 작용하는 공기의 연성효과는 미미하므로 유체 연성을 고려하지 않고 식을 전개한다. Fig. 2.4와 같이 $z > 0$ 인 구간에서 무한한 유체와 닿아있는 무한 평판이 있다고 가정할 때, 평판의 x 방향으로 전파되는 파수 k_B 의 평면파(plane wave)가 갖는 의한 수직방향 속도 $v(x)$ 는

$$v(x) = V e^{-jk_B x} \quad (2.13)$$

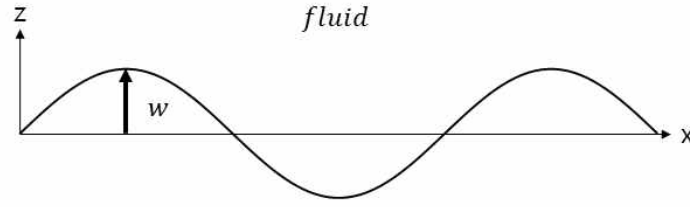


Fig. 2.4. An example of wave in a plate in contact with a fluid

로 표현된다. 여기서 무한평판에서 전파되는 굽힘파의 파수는 식(2.14)와 같다.

$$k_B = \left(\frac{\rho h \omega^2}{D} \right)^{1/4} = \sqrt{\frac{\omega}{h}} \left(\frac{12\rho(1-\nu^2)}{E} \right)^{1/4} \quad (2.14)$$

유체와 평판이 접하는 $x-z$ 평면의 음압은 식(2.15)와 같다.

$$p(x, z) = P e^{-i(k_x x + k_z z)} \quad (2.15)$$

여기에서 k_x 는 음파의 x 방향 파수, k_z 는 음파의 z 방향 파수이다. 공기에서 전파되는 음파의 파수를 k 라고 하면 $k = \sqrt{k_x^2 + k_z^2} = \omega/c$ 이며, c 는 공기에서의 음파의 전파속도이다. 평판의 진동에 의해 소음이 발생하므로 평판을 따라 진행되는 평면파의 x 방향 파수와 평판에 접하는 유체의 x 방향 파수는 같다. 따라서 식을 정리하면

$$k_z = \pm \sqrt{k^2 - k_B^2} \quad (2.16)$$

이다. 음파의 파수 k 와 무한 평판에서 진행되는 굽힘파의 파수 k_B 를 Fig. 2.5에 나타내었다. $k_z = 0$ 이 되는 주파수, 즉 k_B 와 k 가 같아지는 주파수를 임계주파수(critical frequency)라고 하며 이때의 조건으로부터 구한 임계주파수 f_c 는 식 (2.17)과 같다.

$$f_c = \frac{c^2}{2\pi} \sqrt{\frac{\rho h}{D}} = \frac{c^2}{2\pi h} \sqrt{\frac{12\rho(1-\nu^2)}{E}} \quad (2.17)$$

식(2.16)에서, $k_B \leq k$ 인 영역(f_c 보다 높은 주파수 대역)에서는 k_z 가 실수이므로 z 방향으로 전파되는 음파가 존재한다. 이를 파동 전파속도로 표현하면 $\omega/c_B \leq \omega/c$ 가 되는데, 굽힘파가 음파보다 빠른 전파속도를 가지는 대역임을 알 수 있다. 이 영역을 초음속(supersonic)영역이라 한다. 반면, $k_B \geq k$ 인 주파수 영역에서는 k_z 가 허수이므로 음파는 근접장 파동으로 존재한다. 이 주파수 영역에서는 굽힘파가 음파보다 느린 전파속도를 가지는 영역으로($c_B \leq c$) 아음속(subsonic) 영역이라 불린다. 따라서, 굽힘파는 임계주파수 이하의 대역에서는 소음을 방사하지 못하는 반면, 임계주파수 이상의 대역에서는 소음을 잘 방사할 것을 알 수 있다.

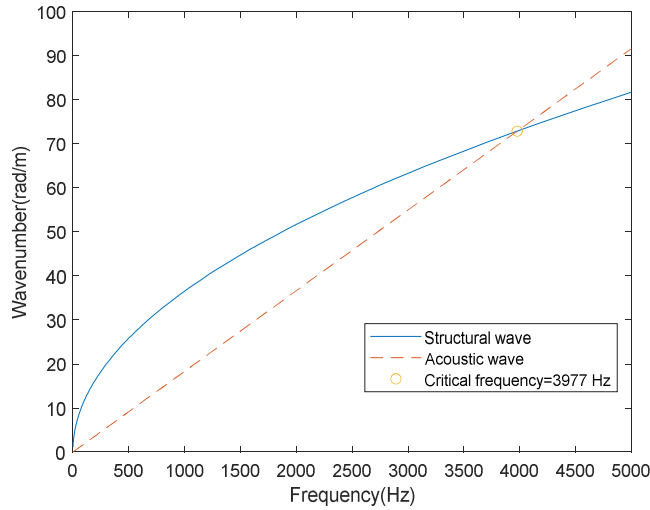


Fig. 2.5. The dispersion curves of structural wave for an infinite plate and acoustic wave and critical frequency.

2.2.2 사각평판의 방사 소음 특성

사각평판에 존재하는 많은 모드들이 방사소음에 미치는 영향을 알아보기 위해 Fig. 2.6에 Table 2.1의 평판에 대한 $k_y - k_x$ 평면에서의 모드 격자를 음파의 파수와 비교하여 나타내었다. 이때, k_x 는 m 번째 모드를 갖는 x 방향 파수 $k_x = m\pi/l_x$, k_y 는 n 번째 모드를 갖는 y 방향 파수 $k_y = n\pi/l_y$ 이다. 임계주파수 f_c 를 기점으로 급형파의 파수와 음파의 파수의 관계는 바뀌게 된다. $f < f_c$ 인 영역에서 $k_B > k$ 의 관계를 가지므로 소음방사가 잘 일어나지 않는 반면, $f > f_c$ 인 영역에서는 $k_B < k$ 의 관계를 가지게 되어 소음방사가 잘 일어나게 된다. 임계주파수 아래에서 평판은 음파의 파수 k 와 k_x , k_y 의 관계에 따라 Fig.

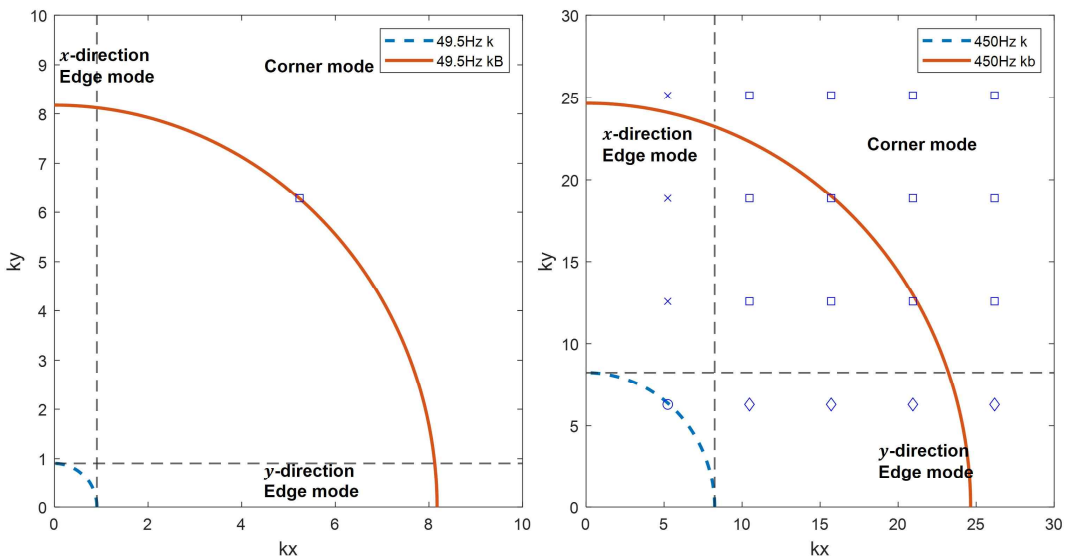


Fig. 2.6. The structural wavenumber(k_x, k_y) and acoustic wavenumber(k) at (a) 49.5 Hz and (b) 450 Hz

2.6에 나타낸 4가지 방사 모드를 가지게 된다. Fig. 2.6의 파란 점들은 각 모드의 파수를 나타낸다. $k_x < k$ 이면서 $k_y > k$ 인 영역의 경우 길이 방향 양 끝 모서리(edge)($y=0, y=l_y$)에서 소음 방사가 일어나는 x 방향 모서리 모드(edge mode) 방사 영역이다. 반대로 $k_x > k$ 이면서 $k_y < k$ 인 영역의 경우 y 방향 모서리 모드(edge mode)($x=0, x=l_x$) 방사 영역이다. 세 번째는 $k_x > k$ 이면서 $k_y > k$ 인 영역의 경우로 각 꼭지점에서 소음방사가 일어나는 꼭지점 모드(corner mode) 방사 영역이다. 모서리 모드는 꼭지점 모드 보다 더 효율적으로 방사한다. 네 번째는 $k > k_x$ 이면서 $k > k_y$ 인 모서리 모드이다. 임계 주파수 근처에 모드의 고유진동수가 존재하며 두 파수의 제곱의 합($k_B^2 = k_x^2 + k_y^2$)이 k^2 을 초과하는 영역으로, 둘레를 따라 모든 모서리에서 소음방사가 일어나며, 임계주파수 아래에서 주파수가 증가함에 따라 빠르게 방사효율이 증가한다. $k_y - k_x$ 평면에서 각 주파수의 굽힘파 파수 k_B 의 원 사이에 존재하는 점들은 두 주파수 사이의 대역에 고유진동수가 존재하는 모드들을 나타낸다. Fig. 2.6(a)의 49.5 Hz의 경우 꼭지점 모드 방사만을 보이고 있으며, Fig. 2.6(b)의 450Hz까지의 주파수 대역(frequency band)에서 다양한 모드 방사를 보임을 알 수 있다.

2.2.3 방사 파워

평판이 주파수 ω 에 대해 조화운동을 한다고 하면, 평판으로부터 방사되는 음향파워는 원거리 음장에서의 음향 강도(acoustic intensity)를 반지름 r 의 반구면에서 적분함으로써 얻을 수 있다.

$$W = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \frac{|p(\vec{R})|^2}{2\rho_0 c} r^2 \sin\theta d\theta d\phi \quad (2.18)$$

여기서 $p(\vec{R})$ 은 주파수 ω 일 때 구 좌표계 위치 $\vec{R} = (r, \theta, \phi)$ 에서의 복소 음압이며, ρ_0 는 유체의 밀도이다. 평판에서 방사되는 음압은 Rayleigh 적분[12]으로 표현될 수 있다.

$$p(\vec{R}) = \frac{jk\rho_0 c}{2\pi} \int_S v(x, y) \frac{e^{-jkr'}}{r'} dS \quad (2.19)$$

적분은 평판 표면 S 에 대해 진행된다. 평판 표면의 한 점 \vec{x} 에서 수음점(receiving point)까지의 거리는

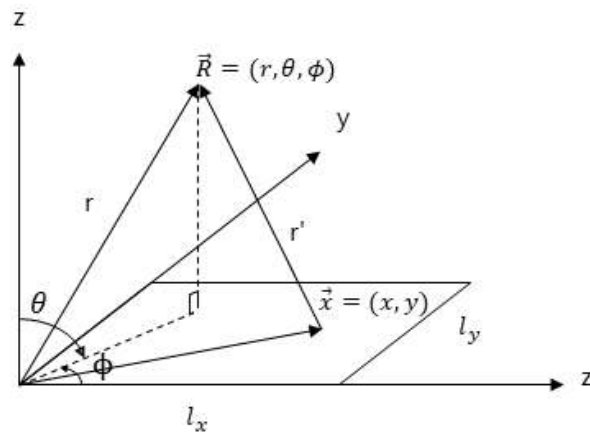


Fig. 2.7. Coordinate system of a vibrating rectangular plate[5].

$r' = |\vec{R} - \vec{x}|$ 로 표현되며, $\vec{x} = (x, y, 0)$ 이다. 식(2.10)과 식(2.11)을 식(2.19)에 대입하고 이를 정리하면 외력 $F(x_0, y_0)$ 에 의해 발생하는 음압은

$$p(\vec{R}) = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} u_{mn} \left\{ \frac{jk\rho_0 c}{2\pi} \int_S \varphi_{mn}(x, y) \frac{e^{-jkr'}}{r'} dS \right\} = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} u_{mn} A_{mn}(\vec{R}) \quad (2.20)$$

로 표현된다. Wallace[13]에 따르면, $A_{mn}(\vec{R})$ 은 식(2.21)과 같이 주어진다.

$$A_{mn}(\vec{R}) = jk\rho_0 c \frac{e^{-jkr}}{2\pi r} \frac{l_x l_y}{\pi^2 mn} \left[\frac{(-1)^m e^{j\alpha} - 1}{(\alpha/(m\pi))^2 - 1} \right] \left[\frac{(-1)^n e^{j\beta} - 1}{(\beta/(n\pi))^2 - 1} \right] \quad (2.21)$$

여기서 $\alpha = kl_x \sin\theta \cos\phi$ 이며, $\beta = kl_y \sin\theta \sin\phi$ 이고, $r = |\vec{R}|$ 이다. 식(2.20)을 식(2.18)에 대입하면 평판의 총 방사 파워는

$$W = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m'=1}^{\infty} \sum_{n'=1}^{\infty} \left\{ u_{mn} u_{m'n'}^* \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \frac{A_{mn}(\vec{R}) A_{m'n'}^*(\vec{R})}{2\rho_0 c} r^2 \sin\theta d\theta d\phi \right\} \quad (2.22)$$

로 표현된다. 식(2.22)에 따르면 총 방사 파워는 각 모드들의 기여를 합산하는데, 이러한 기여는 자기모드방사($m = m', n = n'$)와 상호모드방사($m \neq m'$ 혹은 $n \neq n'$)로 구분된다.

방사파워는 가진점의 위치에 따라 달라지므로, 총 방사파워에 대한 일반적인 결과를 얻기 위해, 모든 가진점에 대한 평균을 취한다. 평균 방사파워는 식(2.23)과 같이 표현된다.

$$\overline{W} = \frac{1}{S} \int_S W dx_0 dy_0 = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{1}{S} \int_S u_{mn} u_{mn}^* dx_0 dy_0 \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \frac{A_{mn}(\vec{R}) A_{mn}^*(\vec{R})}{2\rho_0 c} r^2 \sin\theta d\theta d\phi \right\} \quad (2.23)$$

이 평균 방사파워는 오직 자기 모달 방사만을 포함하고 있음을 알 수 있다. 식(2.23)은 식(2.24)으로 단순화되는데

$$\overline{W} = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \overline{W}_{mn} \quad (2.24)$$

여기서 \overline{W}_{mn} 은

$$\overline{W}_{mn} = \overline{|u_{mn}|^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \frac{A_{mn}(\vec{R}) A_{mn}^*(\vec{R})}{2\rho_0 c} r^2 \sin\theta d\theta d\phi \quad (2.25)$$

로 표현된다. 이때 $\overline{|u_{mn}|^2}$ 은 시간과 가진점에 대해서 평균된 모드 속도 u_{mn} 을 의미하며 식(2.26)과 같다.

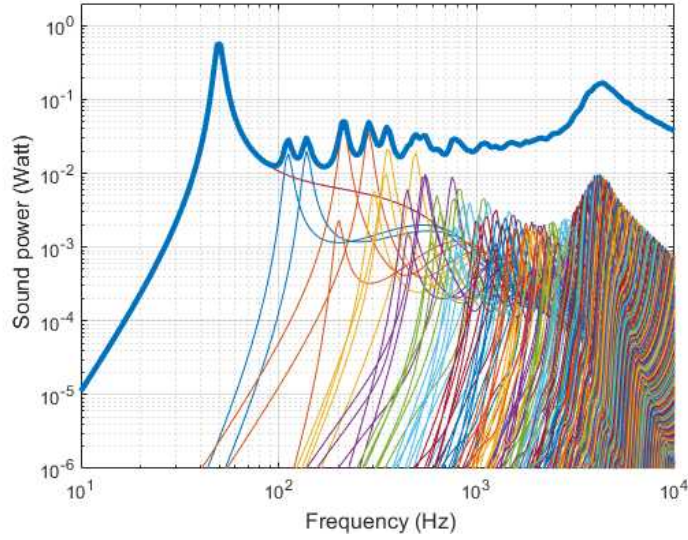


Fig. 2.8. Sound power radiated from rectangular plate and contribution from modes :
thick line, total sound power, thin lines, modal sound power

$$\overline{|u_{mn}|^2} = \frac{1}{S} \int_S u_{mn} u_{mn}^* dx_0 dy_0 = \frac{4\omega^2 |F|^2}{M^2 [(\omega_{mn}^2 - \omega^2)^2 + \eta^2 \omega_{mn}^4]} \quad (2.26)$$

Fig. 2.8에는 식(2.24)를 통해 구한 방사 음향파워를 나타내었다. 가진점 모빌리티, 평균속도의 결과와 유사하게 첫 번째 고유진동수에서 가장 높은 음향파워가 나타났으며 그 이후 대역에서 고유진동수마다 작은 피크(peak)들이 나타나고 큰 피크가 임계주파수 (굽힘파의 파수가 음파의 파수와 같아지는 주파수, $f_c = \frac{c^2}{2\pi} \sqrt{\frac{\rho h}{D}}$)에서 나타남을 알 수 있다.

2.2.4 방사효율

방사효율은 구조물의 진동 파워에 의해 얼마나 많은 음향파워가 방사되는지의 비를 정의한 물리적 변수로 식(2.27)로 표현된다.

$$\sigma = \frac{\overline{W_{rad}}}{\rho_0 c S \langle \overline{v^2} \rangle} \quad (2.27)$$

여기서 $\langle \overline{v^2} \rangle$ 는 모든 가진점에 대해서, 그리고 공간에 대해서 평균된 시간평균제곱속도(mean-square velocity)이다. 각 모드별 방사효율 σ_{mn} 은 식(2.28)과 같이 주어진다.

$$\sigma_{mn} = \frac{\overline{W_{mn}}}{\rho_0 c S \langle \overline{v_{mn}^2} \rangle} = \frac{4 \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} A_{mn}(\vec{R}) A_{mn}^*(\vec{R}) r^2 d\theta d\phi}{(\rho_0 c)^2 S} \quad (2.28)$$

Wallace[13]에 따르면 식(2.28)의 방사효율 σ_{mn} 은 식(2.29)와 같다.

$$\sigma_{mn} = \frac{64k^2 S}{\pi^6 m^2 n^2} \int_0^{\pi/2} \int_0^{\pi/2} \left\{ \frac{\cos(\alpha/2)\cos(\beta/2)}{[(\alpha/(m\pi))^2 - 1][(\beta/(n\pi))^2 - 1]} \right\}^2 \sin\theta d\theta d\phi \quad (2.29)$$

이때, $\cos(\alpha/2)$ 는 m 이 홀수일 때, $\sin(\alpha/2)$ 는 m 이 짝수일 때, $\cos(\beta/2)$ 는 n 이 홀수일 때, $\sin(\beta/2)$ 는 n 이 짝수일 때 사용된다. 모달 방사파워의 합으로 총 방사파워가 얻어졌기에, 가능한 모든 가진점에 대해 평균한 평균 방사효율은 식(2.30)과 같이 주어진다.

$$\sigma = \frac{\sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \overline{W_{mn}}}{\rho c S \langle v^2 \rangle} = \frac{\sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \rho c S \sigma_{mn} \langle v_{mn}^2 \rangle}{\rho c S \langle v^2 \rangle} = \frac{\sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \sigma_{mn} \langle v_{mn}^2 \rangle}{\langle v^2 \rangle} \quad (2.30)$$

식(2.26)을 이용해 얻은 평균 방사효율은 Fig. 2.9에 나타내었다. 10~300Hz까지의 대역에서는 꼭지점 모드 방사가 지배적인데 이 영역에서 방사는 평판의 꼭지점에 한정되게 되고 주파수가 증가함에 따라 비교적 완만히 방사효율이 증가하게 된다. 이후 주파수가 증가함에 따라 임계주파수 이전까지의 대역에서는 방사효율이 증가하게 되며 이 대역은 모서리 모드의 기여가 높아진다.

Fig. 2.9에는 $m=1, n=1\sim 6$ 의 모드별 방사효율과 평균 방사효율을 계산해 나타내었다. n 이 홀수일 때와 n 이 짝수일 때의 방사효율을 비교해보면, 첫 번째 고유진동수 이전의 주파수 대역에서 기울기가 다른 것을 알 수 있다. n 이 짝수일 때 방사효율이 홀수일 때 방사효율의 크기보다 작음을 확인할 수 있다. 이는 Fig. 2.10에 나타나듯 n 이 짝수일 때는 폭 방향으로 생기는 양쪽 모서리의 파동이 서로 반대 부호를 갖게 되어 음향방사를 상쇄시키는 역할을 하는 반면, n 이 홀수일 때는 같은 부호를 갖게 되어 음향방사 시 보강요인으로 작용하기 때문이다.

사각평판의 방사효율 근사에 널리 사용되고 있는 Maidanik의 방사효율 근사식[1]은 식(2.31)과 같다.

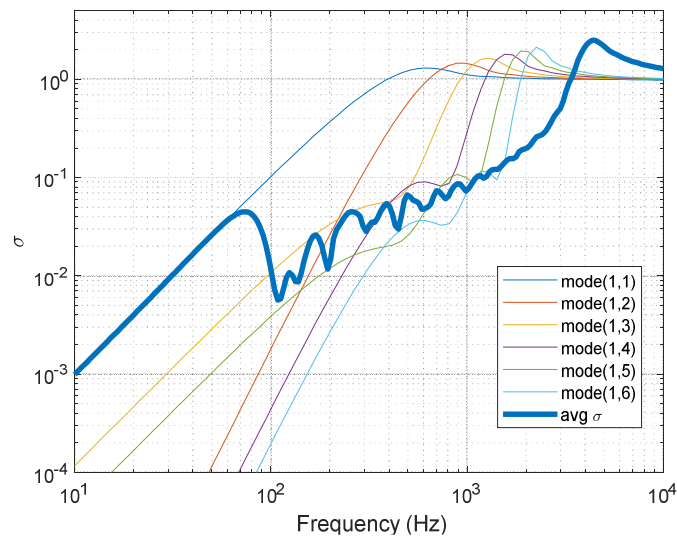


Fig. 2.9. The radiation efficiencies for rectangular plate from $m=1, n=1\sim 6$

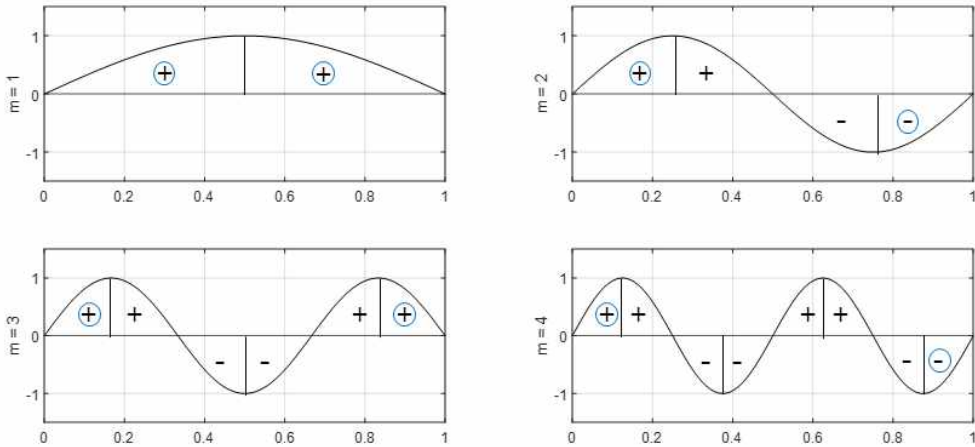


Fig. 2.10. Effects of short-circuiting of the modes[14]

$$\sigma = \begin{cases} \frac{4S}{c_0^2} f^2 & \text{for } f < f_{1,1} \\ \frac{4\pi^2}{c_0^2 S} \frac{D}{\mu} & \text{for } f_{1,1} < f < f_e \\ \frac{Pc_0}{4\pi^2 S f_c} \times \frac{(1-\chi^2)\ln\left(\frac{1+\chi}{1-\chi}\right) + 2\chi}{(1-\chi^2)^{3/2}} & \text{for } f_e < f < f_c \\ 0.45 \sqrt{\frac{P f_c}{c_0}} & \text{for } f = f_c \\ (1 - f_c/f)^{-1/2} & \text{for } f > f_c \end{cases} \quad (2.31)$$

여기에서 μ 는 단위면적당 질량($\mu = \rho h$), P 는 평판의 둘레, $\chi = \sqrt{\frac{f}{f_c}}$, $f_e = \frac{3c_0}{P}$, $f_c = \frac{c_0^2}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu}{D}}$,

$f_{1,1} = \frac{\pi}{2} \left(\frac{1}{l_x^2} + \frac{1}{l_y^2} \right) \sqrt{\frac{D}{\mu}}$ 으로 첫 번째 고유진동수이다.

식(2.31)의 Maidanik의 근사식으로 구한 평판의 방사효율을 식(2.30)의 결과와 비교하여 Fig. 2.11에 나타내었다. Maidanik의 근사식과 5~300Hz 대역까지 차이를 보이지만 그 이외의 주파수 대역에서 근사식이 식(2.30)의 결과와 잘 일치함을 알 수 있다. 따라서 공기 중의 사각평판의 방사효율 예측에 근사식 사용이 타당함을 알 수 있다.

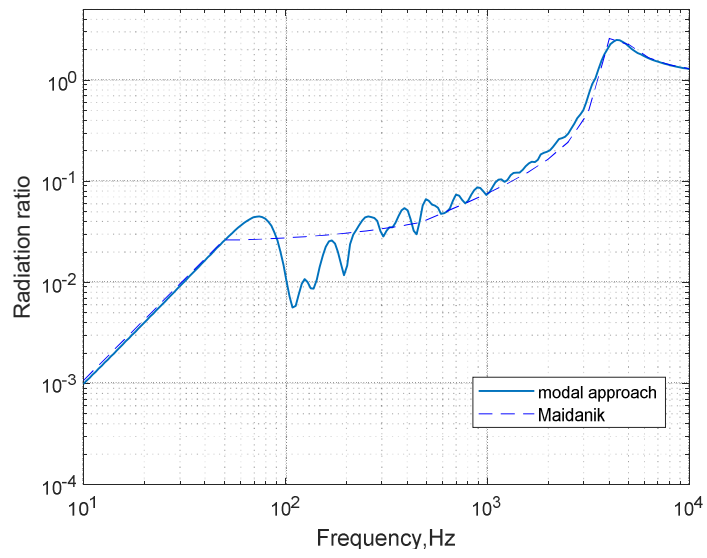


Fig. 2.11. Comparison of average radiation efficiency of a rectangular plate using modal approach and Maidanik's eq

3장. 접수 사각평판

2장에서는 사각평판의 진동에 의한 공기 중 소음 방사 특성을 검토하였다. 본 장에서는 물과 연성된 사각평판에 대하여 진동 및 소음 특성을 얻기 위한 이론해석에 대해 리뷰한다.

3.1 지배방정식

Fig. 3.1과 같이 평판 주변이 강제 배플에 의해 단순지지된 직사각형 평판을 고려한다. 이 평판은 x 방향으로 l_x 의 길이와 y 방향으로 l_y 의 길이를 가지고 z 방향으로 수직방향운동 한다. $z > 0$ 인 공간은 물과 접하였고 $z < 0$ 인 공간은 공기와 접하였으며 점 하중 F_0 이 (x_0, y_0) 지점에 작용한다고 가정한다. $z < 0$ 영역에 존재하는 공기에 의해 평판에 작용하는 압력은 물에 의한 압력에 비해 무시 가능한 수준 이므로 평판의 지배방정식은 식(3.1)과 같이 쓸 수 있다.

$$D \left(\frac{\partial^4 w}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 w}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 w}{\partial y^4} \right) + \rho h \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = p_{z=0} + F_0 \delta(x - x_0, y - y_0) \quad (3.1)$$

단순지지 경계조건에서 평판의 수직방향 변위는 식(3.2)와 같이 모드의 합으로 표현할 수 있다.

$$w = \sum_m \sum_n A_{mn} \sin\left(\frac{m\pi}{l_x}\right) \sin\left(\frac{n\pi}{l_y}\right) \quad (3.2)$$

단순지지 경계조건에서 평판의 표면에서의 유체 입자 변위는

$$\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial z} = - \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} \quad (at \ z = 0) \quad (3.3)$$

의 운동량 보존 조건을 만족하므로 평판의 표면에서 유체 압력 $p_0 = p|_{z=0}$ 은 식(3.4)와 같이 모드의 합으로 표현할 수 있다.

$$p_0 = \sum_m \sum_n B_{mn} \sin\left(\frac{m\pi}{l_x}\right) \sin\left(\frac{n\pi}{l_y}\right) \quad (3.4)$$

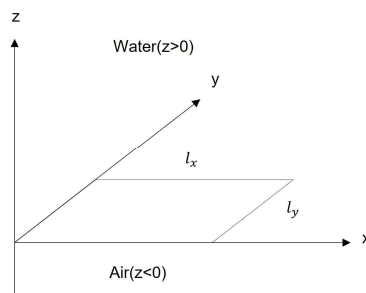


Fig. 3.1. A baffled plate exposed to water above($z > 0$) and air below($z < 0$)[7]

배플에 의해 단순지지된 평판의 방사 음압은 2장에서 언급한 식(2.19)와 같다. (m, n) 모드에서의 외력 F_{mn} 은 역시 식(3.5)와 같이 모드함수로 표현된다.

$$F_{mn} = F_0 \sin\left(\frac{m\pi}{l_x}\right) \sin\left(\frac{n\pi}{l_y}\right) \quad (3.5)$$

식(3.1)과 식(2.19)에 식(3.2)와 식(3.4)를 대입한 후 양변에 $\sin\left(\frac{r\pi}{l_x}\right) \sin\left(\frac{s\pi}{l_y}\right)$ 를 곱하고 적분한 후 삼각함수의 직교성을 이용하여 식을 정리하면 식(3.6)과 식(3.7)과 같다.

$$A_{mn} \frac{S\mu}{4} (\omega_{mn}^2 - \omega^2) = \frac{S}{4} B_{mn} + F_{mn} \quad (3.6)$$

$$\frac{S}{4} B_{mn} = \frac{\rho_0 \omega^2}{2\pi} \sum_r \sum_s Z_{mnr s} A_{rs} \quad (3.7)$$

이때,

$$\omega_{mn} = \sqrt{\frac{D(1+j\eta)}{\rho h} \left[\left(\frac{m\pi}{l_x}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{l_y}\right)^2 \right]} \quad (3.8)$$

$$Z_{mnr s} = \int_0^{l_y} \int_0^{l_x} \int_0^{l_y} \int_0^{l_x} \sin\left(\frac{m\pi}{l_x}\right) \sin\left(\frac{n\pi}{l_y}\right) \sin\left(\frac{r\pi}{l_x'}\right) \sin\left(\frac{s\pi}{l_y'}\right) \frac{e^{-jkR}}{R} dx' dy' dx dy \quad (3.9)$$

이다. $j\omega\rho_0 Z_{mnr s}$ 는 방사임피던스 계수[15](radiation impedance coefficient)라고 하며 실수부는 방사 기인 감쇠를, 허수부는 부가질량을 나타낸다. 식(3.6)과 식(3.7)을 행렬 형태로 정리하면

$$[H] \vec{A} = \vec{F} \quad (3.10)$$

이다. 여기서 벡터 \vec{A} 와 \vec{F} 는 각각 A_{mn} 과 F_{mn} 으로 구성된 열 벡터(column vector)를 나타내고, 행렬 $[H]$ 의 계수는 식(3.11)과 식(3.12)에 나타내었다.

$m = r, n = s$:

$$H_{mnmn} = \frac{Sm_p}{4} [\omega_{mn}^2 - \omega^2] - \frac{\rho_0 \omega^2}{2\pi} Z_{mnmn} \quad (3.11)$$

$m \neq r$ 혹은 $n \neq s$:

$$H_{mnr s} = -\frac{\rho_0 \omega^2}{2\pi} Z_{mnr s} \quad (3.12)$$

식(3.11)과 식(3.12)를 대입하여 정리한 행렬 $[H]$ 의 구성 항들은 식(3.13)과 같다.

$$\begin{bmatrix} \frac{Sm_p}{4}(\omega_{11}^2 - \omega^2) - \frac{\rho\omega^2}{2\pi}Z_{1111} & -\frac{\rho\omega^2}{2\pi}Z_{1112} & \dots & -\frac{\rho\omega^2}{2\pi}Z_{11nn} \\ -\frac{\rho\omega^2}{2\pi}Z_{1211} & \frac{Sm_p}{4}(\omega_{11}^2 - \omega^2) - \frac{\rho\omega^2}{2\pi}Z_{1212} & & \\ & \vdots & \ddots & \\ -\frac{\rho\omega^2}{2\pi}Z_{nn11} & -\frac{\rho\omega^2}{2\pi}Z_{nn12} & \dots & \frac{Sm_p}{4}(\omega_{nn}^2 - \omega^2) - \frac{\rho\omega^2}{2\pi}Z_{nnnn} \end{bmatrix} \quad (3.13)$$

식(3.11)과 식(3.12)의 $Z_{mnr s}$ 을 계산함에 있어서 4중적분 연산에 많은 계산량이 소요되므로 좌표변환을 이용해 2중적분으로 변환한다[16]. 적분 변환을 위해 새로운 네 개의 좌표를 정의하면 식(3.14)와 같다.

$$\kappa = x - x', \tau = y - y', \zeta = x + x', \gamma = y + y' \quad (3.14)$$

식(3.14)의 변수를 이용해 $Z_{mnr s}$ 을 변환하면 식(3.15)와 식(3.16)을 얻는다.

$m = r, n = s :$

$$Z_{mnmn} = \int_0^{l_y} \int_0^{l_x} \left\{ \left[(l_x - \zeta) \cos(\alpha_m \zeta) + \sin(\alpha_m \zeta) / \alpha_m \right] \times \left[(l_y - \tau) \cos(\beta_n \tau) + \sin(\beta_n \tau) / \beta_n \right] \frac{e^{-ikR}}{R} \right\} d\zeta d\tau \quad (3.15)$$

$m \neq r, n \neq s :$

$$Z_{mnr s} = \frac{4}{(\alpha_m^2 - \alpha_r^2)(\beta_n^2 - \beta_s^2)} \int_0^{l_y} \int_0^{l_x} \left\{ \left(\alpha_m \sin \alpha_r \zeta - \alpha_r \sin \alpha_m \zeta \right) \times \left(\beta_n \sin \beta_s \tau - \beta_s \sin \beta_n \tau \right) \frac{e^{-ikR}}{R} \right\} d\zeta d\tau \quad (3.16)$$

여기서 $\alpha_m = \frac{m\pi}{l_x}, \beta_n = \frac{n\pi}{l_y}, \alpha_r = \frac{r\pi}{l_x}, \beta_s = \frac{s\pi}{l_y}$ 이며, 평판 위의 수음점까지의 거리 $R = \sqrt{\zeta^2 + \tau^2}$ 이다.

그 외에 $m = r, n \neq s$ 혹은 $m \neq r, n = s$ 인 경우에는 식(3.15)와 식(3.16)이 조건에 따라 혼합된 형태로 주어진다.

3.2 접수 사각평판의 소음 특성

식(3.10)에서 A_{mn} 이 구해지면 이를 식(3.4)와 식(3.5)에 대입하여 접수 사각평판의 진동 속도와 평판 표면의 음압을 구할 수 있다. 접수 사각평판의 음향파워는

$$W_{rad} = \frac{1}{2} Re \left\{ \int_0^{l_y} \int_0^{l_x} p_0(x, y) v^*(x, y) dx dy \right\} \quad (3.17)$$

로 얻을 수 있으며, 식(2.27)의 $\overline{W_{rad}}$ 를 구하기 위해서는 식(3.17)의 음향파워를 모든 가진점에 대하여 평균해야한다. 접수평판의 평균진동은 2장에서 언급한 식(2.11)을 이용하여 구할 수 있으며, 2장에서 언급한 식(2.27)을 이용하면 방사효율을 구할 수 있다.

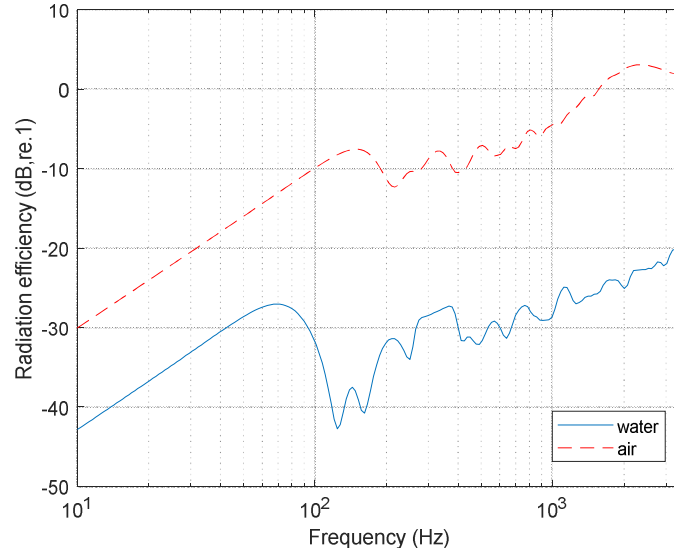


Fig. 3.2. Comparison of average radiation efficiency (water and air)

Table. 3.1. Dimensions and material properties of the plate in water[7].

Parameters	Value	Parameters	Value
Young's modulus, E	$2.1 \times 10^{11} N/m^2$	Length(l_x) \times Width(l_y)	0.6 m \times 0.5 m
Poisson's ratio, ν	0.332	Density, ρ	$7.8 \times 10^3 kg/m^3$
Damping loss factor, η	0.1	Thickness, h	0.006 m

식(3.9)의 4중적분을 식(3.15)과 식(3.16)의 2중적분으로 변환하여 연산량을 감소시켰음에도 불구하고, 많은 모드가 포함되는 고주파수 대역에 대하여 소음 특성을 계산하기 위해서는 여전히 많은 연산량이 요구되는 어려움이 있다.

Fig. 3.2에는 공기와 접한 평판의 방사효율과 물과 접한 평판의 방사효율을 비교하여 나타내었다. Table 3.1에 방사효율 계산에 사용된 유체에 접한 평판의 물성치와 제원을 나타내었다.

물과 접한 평판의 경우, 공기와 접한 평판과 비교하여 유체 하중효과로 인해 전체적인 방사효율이 감소했음을 알 수 있다. 또한 고유진동수가 더 낮은 주파수에서 발생하며, 임계주파수가 더 높은 주파수에서 나타남을 알 수 있다.

3.3 크로스 모드 항의 기여

평판이 물과 접한 경우 모드 m 또는 n 을 N 까지 고려할 때, 행렬 $[H]$ 의 크기는 Fig. 3.3과 같이 구성요소의 개수가 N^4 에 비례하여 증가한다. 따라서 주파수가 증가할수록 포함되는 모드가 많아지므로 Z_{mnr} 를 계산하는데 많은 연산 시간이 소요된다. 연산시간을 줄이기 위해서는 $[H]$ 의 비대각항들이 방사소음 계산 결과에 미치는 영향을 살펴볼 필요가 있다. 이를 위해 $[H]$ 의 대각항만을 이용해 계산한 방사효율과 모든 비대각항들까지 이용하여 계산한 방사효율을 비교하여 크로스모드의 효과를 확인해보았다. 대각항만 고려하면 A_{mn} 은 식(3.18)과 같이 얻을 수 있다.

$$N^2 \left\{ \begin{array}{c} \overbrace{\left[\begin{array}{ccc} H_{1111} & \cdots & H_{11NN} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ H_{NN11} & \cdots & H_{NNNN} \end{array} \right]}^{N^2} \end{array} \right.$$

Fig. 3.3. Matrix H

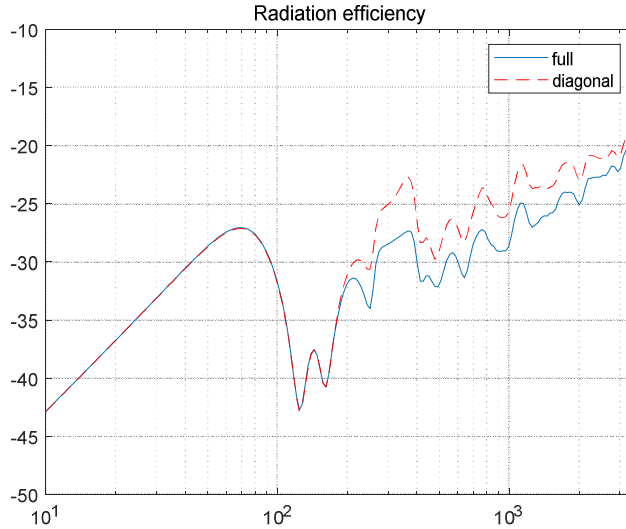


Fig. 3.4. Radiation efficiency comparison (full and diagonal)

$$A_{mn} = F_{mn} / H_{mnmn} \quad (3.18)$$

식(3.18)을 이용하여 계산한 방사효율과 비대각항들이 포함된 식(3.10)로부터 얻은 방사효율은 Fig. 3.4에 비교하여 나타내었다. 두 결과 모두 가진점에 대하여 평균되었다. Fig. 3.4의 비교를 통해 200 Hz 이상의 주파수 대역에서 두 방사효율이 최대 10 dB 까지 차이를 보이며, 주파수가 증가함에 따라 차이가 줄어드는 것을 확인할 수 있다. Fig. 3.4의 결과 비교를 통해 크로스 모드 항을 무시할 경우 정확한 방사효율을 얻을 수 없음을 확인할 수 있다. 따라서 접수 사각평판의 방사효율을 계산하기 위해서는 반드시 크로스 모드 항을 고려해야함을 알 수 있다.

3.4 Maidanik 근사식과의 비교

Maidanik의 근사식은 공기와 접한 평판에 대해 제안된 식이지만, 매질의 물성치가 파라미터로 사용되므로 공기 대신 물의 물성치를 적용해 방사효율을 계산해보았다. Fig. 3.5에 나타난 것과 같이, Maidanik의 근사식은 접수평판의 방사효율을 과장되게 예측하며, 100Hz 이상의 대역에서 20dB 이상의 차이를 보임을 확인할 수 있다. 따라서 Maidanik의 근사식은 접수 사각평판의 방사효율 예측에 사용할 수 없음을 알 수 있다.

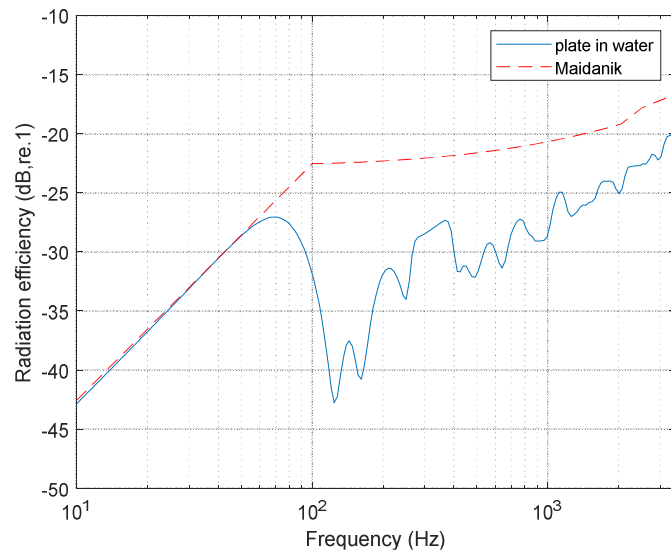


Fig. 3.5. Radiation efficiency comparison (water-loaded plate and Maidanik)

4장. 무한길이 띠 평판

2, 3장을 통해 모드방법을 이용해 사각평판, 접수 사각평판의 방사소음을 해석할 때의 문제점을 확인하였다. 이번 장에서는 사각평판을 띠 평판으로 가정할 수 있는 경우, 길이방향 파동 해를 이용해 연산을 단순화할 수 있는 파수영역 해석 기법에 대해 리뷰한다.

4.1 자유 진동

Fig. 4.1에 x 방향으로 무한한 길이를 가지고 폭이 l_y 이며 z 방향으로 수직방향운동을 하는 띠 평판을 나타내었다. 이 평판은 판의 길이방향 가장자리($y=0, y=l_y$)에서 단순지지(simply supported) 경계조건을 가진다.

감쇠가 없는 얇은 단순 평판에 대한 z 방향 수직 변위를 $w(x,y,t)$ 라고 하면, 띠 평판의 지배방정식은 식(4.1)로 표현된다[10].

$$D\left(\frac{\partial^4 w}{\partial x^4} + 2\frac{\partial^4 w}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 w}{\partial y^4}\right) + \rho h \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = 0 \quad (4.1)$$

단순지지 경계조건에서 띠 평판의 y 방향 수직 변위를 사인함수로 표현하면

$$w(x,y,t) = \sum_{n=1}^{\infty} w_n(x) \sin\left(\frac{n\pi}{l_y} y\right) e^{j\omega t} \quad (4.2)$$

여기서 n 은 y 방향 모드의 차수이며, $w_n(x)$ 는 y 방향 n 번째 모드를 갖는 파동의 x 방향 전파를 묘사하는 파동해로서 $w_n(x) = a_n e^{-jk_{x,n}x}$ 로 쓸 수 있다. 여기에서 $k_{x,n}$ 은 n 번째 차수를 갖는 파동의 x 방향 파수를 뜻한다. 식(4.3)을 식(4.1)에 대입하면,

$$\left(k_{x,n}^4 + 2k_{x,n}^2 \left(\frac{n\pi}{l_y}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{l_y}\right)^4\right) - \omega^2 \frac{\rho h}{D} = 0 \quad (4.3)$$

이 되며, 식(4.3)을 정리하면 식(4.4)가 된다.

$$(k_{x,n}^2 + k_{y,n}^2)^2 = k_B^4 \quad (4.4)$$

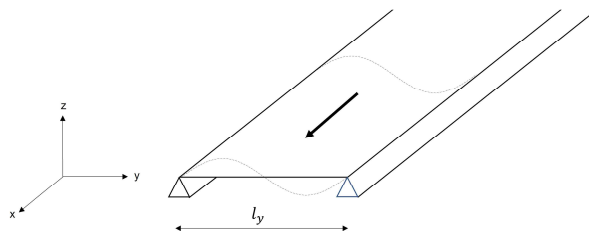


Fig. 4.1. A simply supported strip plate model

여기에서 $k_B = \sqrt{\omega} \left(\frac{\rho h}{D} \right)^{1/4}$ 는 띠 평판의 굽힘파 파수를 뜻하며, $k_{y,n} = \frac{n\pi}{l_y}$ 은 y 방향 n 번째 차수를 갖는 파동의 y 방향 파수를 의미한다. 식(4.4)로부터 $k_{x,n}$ 을 구하면

$$k_{x1,n} = \pm \sqrt{k_B^2 - k_{y,n}^2}, \quad (4.5)$$

$$k_{x2,n} = \pm \sqrt{-k_B^2 - k_{y,n}^2} \quad (4.6)$$

과 같다. 식(4.5)와 식(4.6)에서 실수인 파수는 x 방향으로 진행하는 파동(propagating wave)을 의미하며, 허수인 파수는 x 방향으로 급격히 감소되어 에너지를 전달하지 못하는 근접장 파동(nearfield wave)을 나타낸다. $k_B < k_{y,n}$ 인 주파수 대역에서, 식(4.5)와 식(4.6)의 모든 파수들은 허수이므로, 모든 파동은 근접장 파동이 된다. $k_B > k_{y,n}$ 인 경우에는 식(4.5)의 두 파수가 실수가 되어 전파하는 파동을 나타내며 식(4.6)의 나머지 두 파수는 허수가 되어 근접장 파동을 나타낸다. $k_B = k_{y,n}$ 의 경우에는, 식(4.5)와 식(4.6)의 k_{x1} 과 k_{x2} 모두 0이 되며, 이때의 주파수를 cut-on 주파수라고 칭한다.

$k_B = \sqrt{\omega} \left(\frac{\rho h}{D} \right)^{1/4}$ 이므로 cut-on 주파수는 식(4.7)의 관계를 갖는다.

$$\omega_{cut-on} = k_{y,n}^2 \sqrt{\frac{D}{\rho h}} \quad (4.7)$$

Fig. 4.2에는 $k_{x1,n}$ 과 $k_{x2,n}$ 의 분산선도를 나타내었다. 이때 계산에 사용된 띠 평판의 주요 제원 및 물성치는 Table. 4.1에 나타내었다. $k_{x1,n}$ 은 cut-on 되기 전 ($k_B < k_{y,n}$) 근접장 파동으로, cut-on 된 후 ($k_B > k_{y,n}$)에는 진행하는 파동으로 x 방향을 따라 전파된다. $k_{x2,n}$ 은 주파수의 증가와 관계없이 늘 허수의 형태를 지님을 알 수 있다.

만약 평판의 감쇠를 고려하는 경우 식(4.8)과 같이 복소 강성을 도입하게 되므로 식(4.5)와 식(4.6)의 파수들은 모두 복소수가 된다.

$$D' = \frac{E(1+j\eta)h^3}{12(1-\nu^2)} \quad (4.8)$$

Fig. 4.3에는 $\eta = 0.1$ 일 때 $k_{x1,n}$ 의 분산선도를 나타내었다. 감쇠가 없는 경우에는 진행하는 파동과 근접장 파동만이 존재하던 것과 달리, 감쇠가 있는 경우에는 진행하는 파동과 근접장 파동이 함께 존재하는 것을 알 수 있다. Fig. 4.2의 분산선도와 비교해볼 때, 감쇠가 없는 경우 cut-on 주파수에서 양의 $k_{x1,n}$ 과 음의 $k_{x1,n}$ 이 서로 만났다가 진행하는 것을 알 수 있지만, 감쇠가 있는 경우에는 양의 $k_{x1,n}$ 과 음의 $k_{x1,n}$ 이 서로 만나지 않고 진행하는 것을 알 수 있다.

Table. 4.1. Dimensions and material properties of the strip plate.

Parameters	Value	Parameters	Value
Young's modulus, E	$7.1 \times 10^{10} N/m^2$	Width(l_y)	1 m
Poisson's ratio, ν	0.332	Density, ρ	$2.7 \times 10^3 kg/m^3$
Damping loss factor, η	0.1	Thickness, h	0.006 m

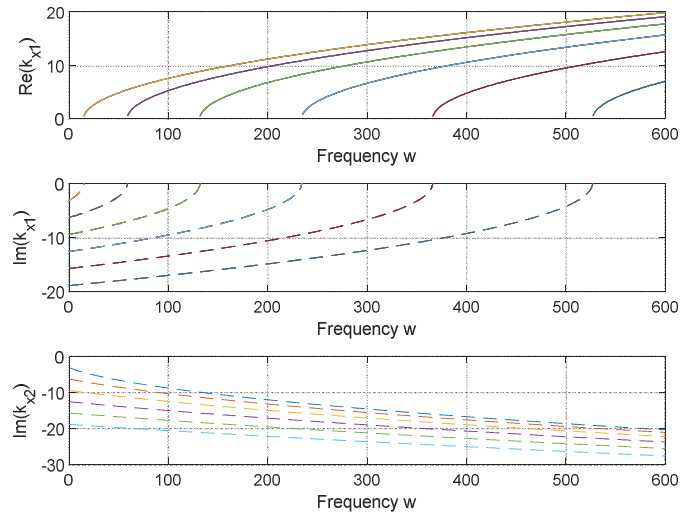


Fig. 4.2. The dispersion curves of each mode(1~6) of a strip plate for $k_{x1,n}$ and $k_{x2,n}$ wavenumbers

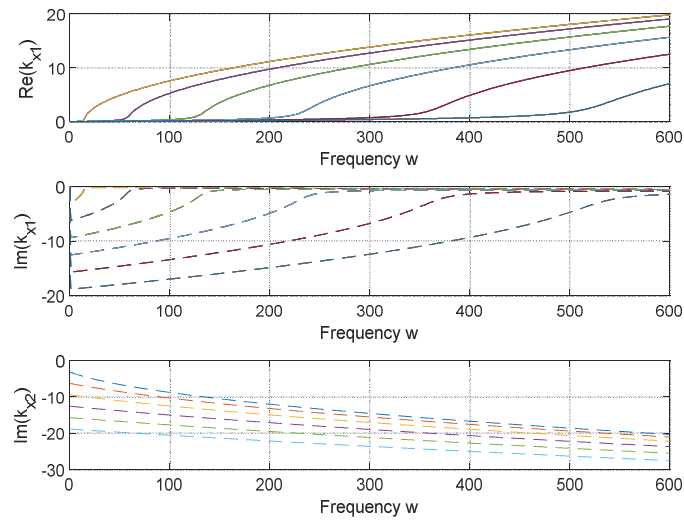


Fig. 4.3. The dispersion curves of each mode(1~6) of a strip plate for $k_{x1,n}$ and $k_{x2,n}$ wavenumbers at $\eta = 0.1$

4.2 강제 진동

4.2.1 강제 진동 응답

식(4.5)와 식(4.6)을 통해 각각의 n 에 대하여 양의 방향 진행파와 근접장파, 음의 방향 진행파와 근접장파가 존재함을 확인하였다. 따라서 평판의 수직방향 변위 $w(x,y)$ 는 식(4.9)와 같이 네 파동들의 합으로 표현할 수 있다.

$$w(x,y) = \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ A_{1,n} e^{jk_{x1,n}x} + A_{2,n} e^{jk_{x2,n}x} + A_{3,n} e^{-jk_{x1,n}x} + A_{4,n} e^{-jk_{x2,n}x} \right\} \sin\left(\frac{n\pi}{l_y}y\right) \quad (4.9)$$

여기서, $k_{x1,n}$ 과 $k_{x2,n}$ 은 각각 식(4.5)와 식(4.6)에서 정의한 양의 $k_{x1,n}$ 과 양의 $k_{x2,n}$ 을 의미하며 $A_{1,n}$, $A_{2,n}$, $A_{3,n}$ 그리고 $A_{4,n}$ 은 4개 파동의 크기를 나타낸다. 만약 $x=0$, $y=y_0$ 인 지점에 점 하중이 작용하면, 외력은

$$f(x,y) = F\delta(0)\delta(y-y_0) \quad (4.10)$$

로 표현된다. $y=y_0$ 에 작용하는 점 하중은

$$f_y(y) = \sum_{n=1}^{\infty} F_n \sin\left(\frac{n\pi}{l_y}y\right) \quad (4.11)$$

로 쓸 수 있으며 여기서 F_n 은 n 번째 파동에 가해지는 외력의 크기로서

$$F_n = \frac{2}{l_y} \int_0^{l_y} f_y(y) \sin\left(\frac{n\pi}{l_y}y\right) dy \quad (4.12)$$

이므로 $f_y(y) = F\delta(y-y_0)$ 을 대입하면

$$F_n = \frac{2F}{l_y} \sin\left(\frac{n\pi}{l_y}y_0\right) \quad (4.13)$$

이 된다.

식(4.9)의 상수 $A_{1,n}$, $A_{2,n}$, $A_{3,n}$ 그리고 $A_{4,n}$ 를 결정하기 위해서는 가진력이 작용하는 $x=0$ 지점에 대한 연속조건들이 필요하다. 가진점($x=0$)을 경계로 변위, 기울기, 모멘트가 연속조건을 만족해야하며, 힘의 평형조건을 만족해야하기 때문에 이 관계들을 이용하여 네 상수의 값을 구할 수 있다. 이를 통해 구한 띠 평판의 수직방향 변위 $w(x,y)$ 는 식(4.14)와 식(4.15)로 표현된다[10].

$$w(x \leq 0, y) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{-jF_n}{2D'k_{x1,n}(k_{x1,n}^2 - k_{x2,n}^2)} \left(e^{jk_{x1,n}x} - \frac{k_{x1,n}}{k_{x2,n}} e^{jk_{x2,n}x} \right) \sin\left(\frac{n\pi}{l_y}y\right) \quad (4.14)$$

$$w(x \geq 0, y) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{-jF_n}{2D'k_{x1,n}(k_{x1,n}^2 - k_{x2,n}^2)} \left(e^{-jk_{x1,n}x} - \frac{k_{x1,n}}{k_{x2,n}} e^{-jk_{x2,n}x} \right) \sin\left(\frac{n\pi}{l_y}y\right) \quad (4.15)$$

4.2.2 가진점 모빌리티

식(4.15)와 식(4.16)으로부터 $x=0$, $y=y_0$ 에 점 하중이 작용할 때의 가진점 모빌리티는 식(4.16)과 같다.

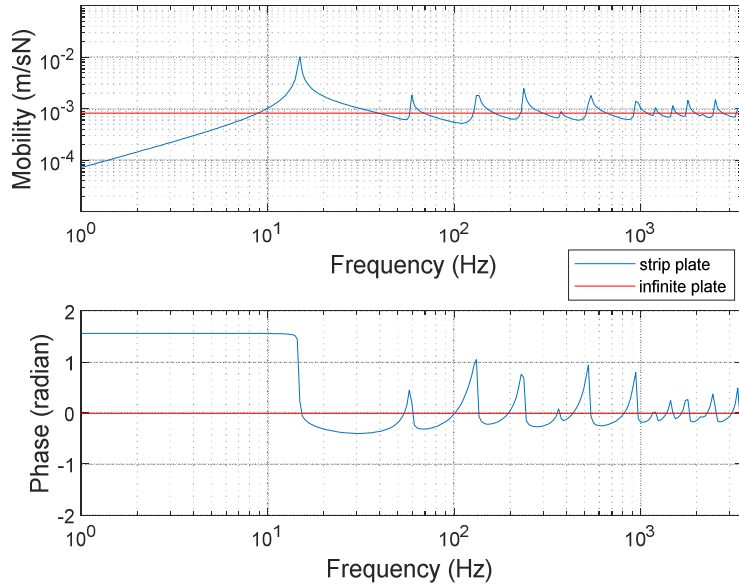


Fig. 4.4. Comparison between the point mobility of the strip plate excited at (0,0.425)m and mobility of infinite plate

$$Y(\omega) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\omega}{l_y D' k_{x1,n} (k_{x1,n}^2 - k_{x2,n}^2)} \left(1 - \frac{k_{x1,n}}{k_{x2,n}} \right) \sin^2 \left(\frac{n\pi}{l_y} y_0 \right) \quad (4.16)$$

Fig. 4.4에는 식(4.16)을 이용해 계산한 가진점 모빌리티와 무한 평판의 가진점 모빌리티를 함께 나타내었다. 점 하중은 (0, 0.425)m에 작용하고 있으며 무한 평판의 모빌리티는 $Y = \frac{1}{8} \sqrt{D'(\rho h)}$ 이다. Fig. 4.4를 보면 cut-on 주파수에서 상대적으로 모빌리티가 높게 나타나며 고주파수 대역으로 갈수록 무한 평판의 모빌리티에 접근하는 것을 알 수 있다. 이는 고주파수 대역에서 감쇠의 효과가 크게 발생하여 파동이 경계에 도달 전 거의 소멸하기 때문에 무한평판과 유사한 거동을 보이기 때문이다. Cut-on 주파수 이하 대역에서는 주파수에 비례하여 띠 평판의 가진점 모빌리티가 증가하는데, 위상이 $\pi/2$ 이므로 이 구간의 응답은 평판의 강성에 의해 지배되고 있음을 알 수 있다.

4.2.3 평판의 평균진동

평판의 수직방향 속도를 $v(x,y)$ 라고 할 때 시간에 대한 속도의 평균 제곱(mean-square velocity)은 2장에서 정의한 식(2.8)과 같다. 식(2.8)을 띠 평판의 면적에 대해 적분하고 폭으로 나누어 공간 영역에 대해 평균하면 식(4.17)과 같다.

$$\langle \overline{v(x,y)^2} \rangle_{\infty} = \frac{1}{l_y} \int_0^{l_y} \int_{-\infty}^{\infty} \overline{v(x,y)^2} dx dy \quad (4.17)$$

여기에서 $\langle \rangle_{\infty}$ 는 폭에 대한 공간 평균을 의미한다. 2장에서 정의한 식(2.8)을 식(4.17)에 대입하면 식(4.18)과 같다.

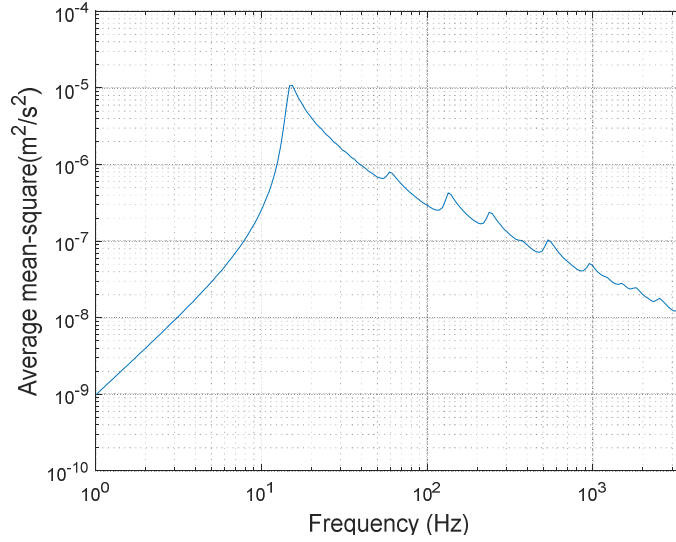


Fig. 4.5. Average mean square velocity of the strip plate excited at (0, 0.425)m

$$\langle \overline{v(x,y)^2} \rangle_{\infty} = \frac{1}{2l_y} \int_0^{l_y} \int_{-\infty}^{\infty} v(x,y)v^*(x,y) dx dy \quad (4.18)$$

식(4.18)에 앞서서 구한 식(4.14)와 식(4.15)을 대입하고 정리하면 띠 평판의 평균진동은 식(4.19)와 같다[10].

$$\langle \overline{v(x,y)^2} \rangle_{\infty} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{l_y} \frac{1}{8\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\left| \frac{\omega F_n}{D'(k_{x1,n}^2 - k_x^2)(k_{x2,n}^2 - k_x^2)} \right|^2 \left| \frac{2n\pi/l_y}{k_y^2 - (n\pi/l_y)^2} \right|^2 \right) dk_x dk_y \quad (4.19)$$

식(4.19)는 식(4.18)의 공간영역에 대한 적분을 Fourier 변환을 이용해 파수 영역 적분으로 표현한 것이다.

점 하중이 (0, 0.425)m 지점에 작용할 때 식(4.19)로 계산한 평판의 평균제곱속도를 Fig. 4.8에 나타내었다. Fig. 4.8의 평균진동은 Fig. 4.4의 가진점 모빌리티와는 달리 첫 번째 cut-on 이후 응답의 크기가 점점 감소함을 알 수 있다.

4.3 띠 평판의 방사 소음

4.3.1 띠 평판의 방사 소음 특성

2.2.1절에서 언급한 것과 같이, 무한 평판에서는 평판에 하나의 굽힘파만 존재한다고 가정하였다. 그러나 폭이 유한한 띠 평판의 경우, 유한한 폭으로 인해 폭방향 모드를 갖는 파동들이 발생하므로 음향방사에서 이 파동들이 미치는 영향을 함께 고려해주어야 한다.

Fig. 4.6에는 음파의 파수(k)와 폭방향 모드 차수 n 에 따른 띠 평판의 분산곡선들을 함께 나타내었다.

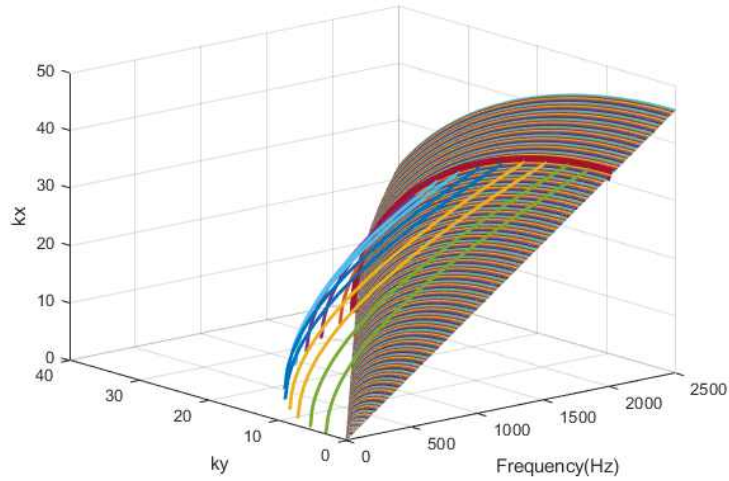


Fig. 4.6. The dispersion curves in 3D

이 곡선들 간의 관계를 확인하여 띠 평판에 존재하는 파동들이 방사 소음에 미치는 영향을 살펴보았다. Fig. 4.6에서 원뿔 모양의 곡면은 음파를 나타내며 실선들은 단면의 차수 n 에 따른 띠 평판의 분산곡선을 나타낸다. Fig. 4.6에 나타난 것과 같이 띠 평판의 분산곡선들과 음파의 곡면은 한 주파수에서 교차함을 알 수 있으며 이 주파수가 임계주파수이다. 임계주파수를 기점으로 굽힘파의 파수와 음향파수의 파수의 대소 관계가 바뀌게 된다. $\omega < \omega_c$ 인 영역에서는 $k_{x,n} > k$ 의 관계가 되어 소음방사가 잘 일어나지 않는다. 반면, $\omega > \omega_c$ 인 영역에서는 $k_{x,n} < k$ 가 되므로 소음방사가 잘 일어나게 된다.

주파수에 따른 k_x , k_y , 그리고 k 의 관계를 자세히 살펴보기 위해 Fig. 4.7에 557Hz와 1705Hz일 때 굽힘파의 분산곡선과 음파의 파수를 $k_y - k_x$ 평면에 나타내었다. 사각평판에서는 Fig. 2.6과 같이 4개의 영역으로 구분할 수 있었으나, 띠 평판의 경우에는 x 방향으로 길이가 무한하므로 사각평판과는 다른

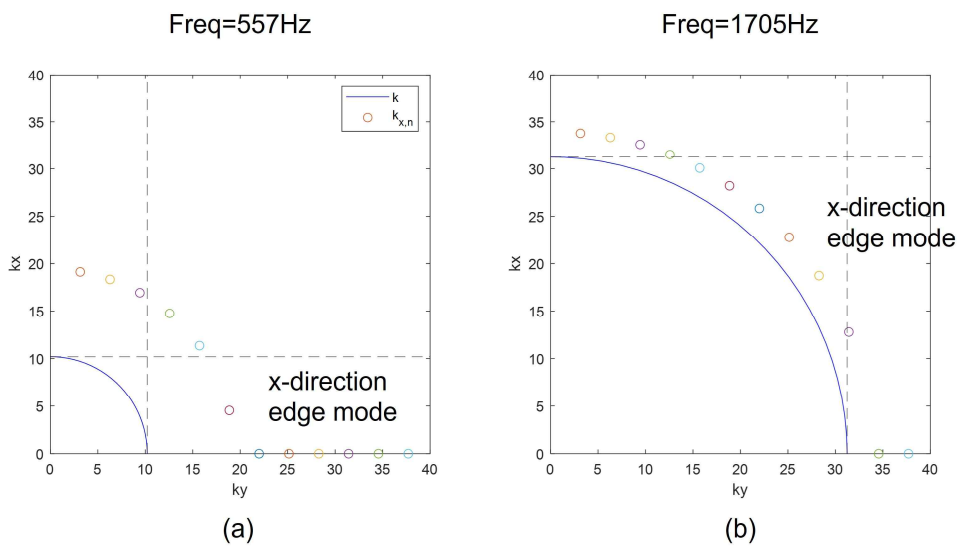


Fig. 4.7. The structural wavenumber and acoustic wavenumber at (a) 557 Hz and (b) 1705 Hz

특성을 갖는다. 즉, Fig. 4.7의 파수 영역 평면은 k 와 k_x , 그리고 k_y 의 값의 관계에 따라 3개의 영역으로 구분할 수 있다. 첫 번째 영역은 $k > k_x$ 이면서 $k < k_y$ 인 영역과 $k > k_x$ 이면서 $k > k_y$ 이며 $k^2 < k_x^2 + k_y^2$ 인 영역으로 소음방사가 상쇄되지 않는 길이 방향 양쪽 끝($y=0, y=l_y$)의 모서리에서 방사가 일어나는 x 방향 모서리 모드(edge mode) 방사 영역이다. 반대로 $k < k_x$ 이면서 $k > k_y$ 인 영역에서는 폭 방향 양 끝의 모서리에서 방사가 일어나는 y 방향 모서리 모드(edge mode) 방사 영역이지만 띠 평판의 경우에는 y 방향을 따라 형성되는 모서리가 없기 때문에 정의되지 않는 영역이다. 세 번째는 $k < k_x$ 이면서 $k < k_y$ 인 영역의 경우로 각 꼭지점에서 소음방사가 일어나는 꼭지점 모드(corner mode) 방사 영역이지만 무한 띠 평판에는 한 쪽 모서리가 없기 때문에 꼭지점이 없어 이 방사 영역의 파동들은 음향방사에 기여하지 못한다.

Fig. 4.7(a)에 나타낸 557Hz의 경우 $n = 1 \sim 5$ 까지의 파동들은 음향방사에 기여하지 못하며 여섯 번째 파동만이 띠 평판의 모서리에서 소음 방사가 발생함을 알 수 있다. Fig. 4.7(b)에 보인 1705Hz의 경우 $n = 5 \sim 10$ 까지의 파동들이 모서리 모드 영역에 포함되어 소음 방사가 발생함을 알 수 있다. 1705Hz의 경우 더 높은 소음이 발생할 것을 예상할 수 있다. 주파수가 증가하여 임계주파수와 가까워지면 굽힘파의 파수와 음파의 파수 차이가 좁혀지게 되며 임계주파수에서는 굽힘파와 음파의 파수가 일치한다. 이때부터 $\sqrt{k_x^2 + k_y^2} \leq k$ 이 되어 띠 평판 전체 표면이 소음을 방사하므로 소음방사가 잘 일어나게 된다.

4.3.2 띠 평판의 방사 음향파워

띠 평판으로부터 방사되는 음향파워는

$$W_{rad} = \frac{1}{2} Re \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p_0(x,y) v^*(x,y) dx dy \right\}, \quad (4.20)$$

로 나타낼 수 있으며, 여기서 $p_0(x,y)$ 는 띠 평판 표면의 유체의 음압이다. $p_0(x,y)$ 는 Fourier 역변환의 정의를 이용해 파수 영역 적분으로 표현하면 식(4.21)과 같다.

$$p_0(x,y) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{P}(k_x, k_y) e^{-j(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (4.21)$$

여기에서 $\tilde{P}(k_x, k_y) = z_a(k_x, k_y) \tilde{V}(k_x, k_y)$ 로 파수 영역에서 표현한 띠 평판 표면의 음압 분포이며, \tilde{V} 는 파수 영역에서 표현한 띠 평판의 수직방향속도, z_a 는 음압과 매질 입자의 수직방향 속도 비로 정의되는 매질의 임피던스이다. 매질의 임피던스는 식(4.22)와 같다[10].

$$z_a = \left(\frac{p}{v_z} \right)_{z=0} = \frac{\omega \rho_0}{k_z} = \frac{\rho_0 c k}{\sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}} \quad (4.22)$$

식(4.20)에 식(4.21)과 식(4.22)을 대입하면 식(4.23)과 같이 정리된다[10].

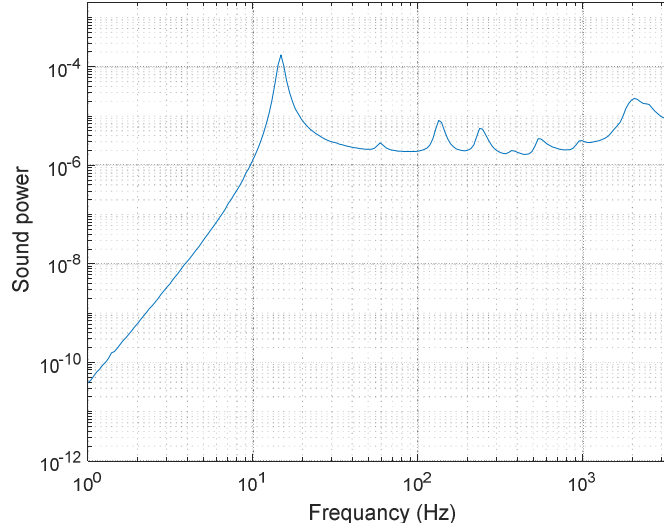


Fig. 4.8. The sound power radiated from strip plate excited at (0, 0.425)m

$$W_{rad} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\rho_0 c}{8 \pi^2} \int_{-k}^k \int_{-\sqrt{k^2 - k_y^2}}^{\sqrt{k^2 - k_y^2}} \left(\frac{k}{\sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}} \left| \frac{\omega F_n}{D'(k_{x1,n}^2 - k_x^2)(k_{x2,n}^2 - k_x^2)} \right|^2 \frac{2(n\pi/l_y)}{k_y^2 - (n\pi/l_y)^2} \left| \sin^2 \left(\frac{k_y l_y - n\pi}{2} \right) \right|^2 \right) dk_x dk_y \quad (4.23)$$

Fig. 4.8에는 점 하중이 $y=0.425\text{m}$ 지점에 작용할 때 발생하는 방사 음향파워를 나타내었다. 첫 cut-on 주파수에서 가장 높은 음향파워를 보였으며, 그 이상의 대역에서 파동들이 cut-on 될 때 마다 피크들이 나타나고 임계주파수에서 음향파워가 크게 나타남을 알 수 있다.

4.3.3 띠 평판의 방사효율

띠 평판의 방사효율은

$$\sigma = \frac{\overline{W_{rad}}}{\rho_0 c l_y \langle \overline{v^2} \rangle_{\infty}} \quad (4.24)$$

로 정의된다. 길이와 폭의 비가 10:1 이상이 되는 사각평판은 무한길이를 가진 띠 평판으로 가정할 수 있으며, 띠 평판의 방사효율은 Xie[9]에 의해 근사식이 제시되었다. Maidanik이 제시한 사각평판의 방사효율 근사식[5]은 앞서 식(2.27)에서 기술하였으며, Xie가 제안한 띠 평판의 방사효율 근사식[9]은 식(4.25)와 같다.

$$\sigma = \begin{cases} \frac{8.5S}{c_0^2} l_y^2 f^2 & \text{for } f < f_{1,1} \\ \frac{2Sf^2}{c_0^2 \eta^2} + \frac{8}{\pi} \frac{f}{f_c} \eta & \text{for } f_{1,1} < f < f_{2,1}, k_x > k_y \\ \frac{Pc_0}{4\pi^2 S f_c} \times \frac{(1-\chi^2) \ln\left(\frac{1+\chi}{1-\chi}\right) + 2\alpha}{(1-\chi^2)^{3/2}} + \frac{4}{\pi} \frac{f}{f_c} \eta & \text{for } f_{2,1} < f < f_c \\ (k_c l_y)^{1/4} & \text{for } f = f_c \\ (1 - f_c/f)^{-1/2} & \text{for } f > f_c \end{cases} \quad (4.25)$$

여기에서 k_c 는 f_c 에서의 파수, k_x 는 길이방향 파수, k_y 는 폭 방향 파수, $f_{1,1} = \frac{\pi}{2} \left(\frac{1}{l_x^2} + \frac{1}{l_y^2} \right) \sqrt{\frac{D}{\mu}}$ 로 정의되는 첫 번째 cut-on 주파수이며, $f_{2,1}$ 는 두 번째 cut-on 주파수이다.

Fig. 4.9에는 식(4.24)로부터 얻은 띠 평판의 방사효율을 나타내었다. 또한, Maidanik의 근사식으로 얻은 10:1 길이비를 갖는 평판의 방사효율, Xie의 근사식으로 얻은 띠 평판의 방사효율, 그리고 2장의 식(2.30)으로 구한 10:1 길이비의 사각평판 방사효율을 비교해 나타내었다. Xie의 근사식과 띠 평판의 결과는 유사하지만 Maidanik의 근사식과는 차이가 있음을 알 수 있다. 특히 첫 번째 cut-on 주파수 이하의 저주파수 대역에서 많은 차이가 발생함을 알 수 있다. 또한, 사각 평판의 이론해석 결과와 비교할 시 300Hz 대역부터 임계주파수 직전까지의 대역에서 차이가 있음을 알 수 있다. 띠 평판의 경우 꼭지점이 존재하지 않기 때문에 꼭지점 방사 모드가 일어나지 않는다. 또한, 띠 평판은 길이 방향으로 무한하여 한쪽방향 모서리가 없기 때문에 모서리 모드 방사가 발생하는 임계주파수 이전의 영역에서도 차이를 보인다.

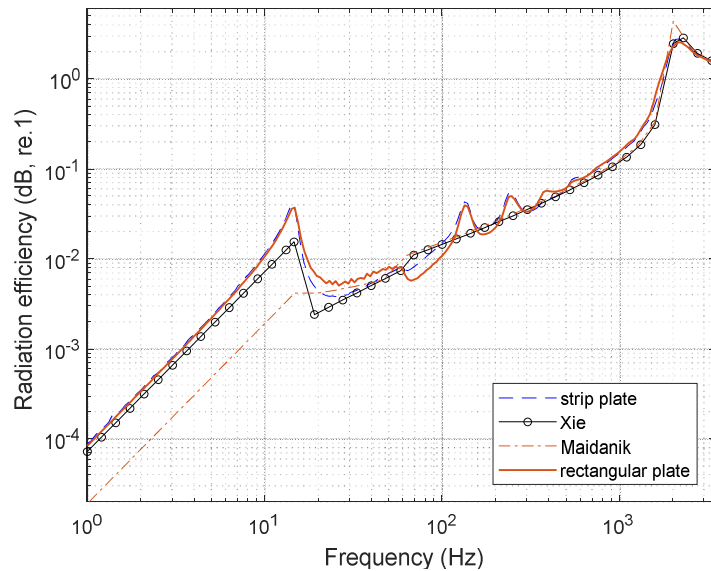


Fig. 4.9. The radiation efficiencies for infinite strip, rectangular plates of 10:1 aspect ratio, Xie's equation and Maidanik's equation

5장. 무한길이 접수 띠 평판

접수 사각평판의 진동 및 수중방사소음 해석 시 모드의 개수가 많은 고주파수 대역에서는 방사 임피던스 계수 연산에 많은 시간이 소요되는 어려움이 있다. 모드의 개수가 많아질수록 연산량은 급격하게 증가하게 된다. 이에 본 장에서는 4장에서 기술한 파수 영역 기법을 이용하여 접수 사각평판의 진동 및 소음 특성 해석을 수행한다.

5.1 띠 평판의 방사소음 모델링

5.1.1 선 음원에 의한 방사소음

$z > 0$ 인 구간에서 물과 접하고 $z < 0$ 인 공간은 공기와 접하는 길이 방향(x 방향)으로는 무한한 단순지 띠 평판이 있다. 이 띠 평판은 미소 폭을 가진 띠 평판들이 폭 방향으로 평행하게 연결된 것으로 볼 수 있으므로 미소 폭을 가진 선 음원의 소음방사 문제로 접근할 수 있다, 즉, 미소 폭을 가진 띠 평판을 따라 길이방향으로 진행되는 파동에 의해 발생하는 소음은 선 음원(Line source) 모델에 x 방향 파동 특성을 반영해 정식화 할 수 있다.

무한 길이의 선 음원에 의해 발생하는 음압 p_l 에 대한 파동 방정식은 식(5.1)과 같다[17,18].

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) p_l = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p_l}{\partial t^2} \quad (5.1)$$

Fig. 5.1에는 모델링에서 사용한 좌표계를 표현했다. 여기서 $r = \sqrt{(y - y')^2 + z^2}$ 은 $y - z$ 평면에서 정의되는 반경방향 거리이며, $y - z$ 평면의 음원 $\vec{o} = (y', 0)$ 에서 $\vec{R} = (y, z)$ 까지의 거리를 의미한다.

음원이 조화진동을 한다고 가정하고 변수분리하면 선 음원에 의해 발생하는 음압 p_l 은 식(5.2)와 같이 표현된다.

$$p_l(r, \theta, x, t) = R(r)\Theta(\theta)X(x)e^{j\omega t} \quad (5.2)$$

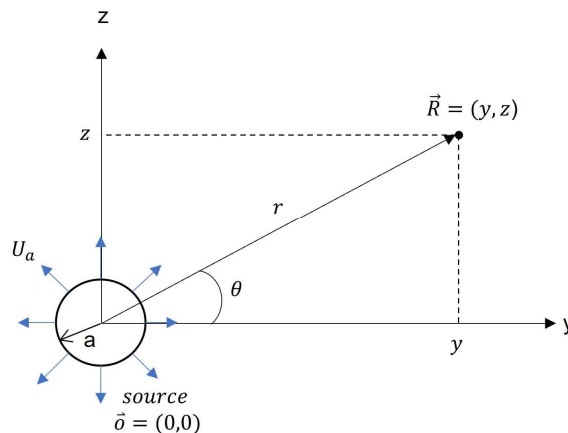


Fig. 5.1. Coordinate system

식(5.1)의 방정식을 변수분리하면

$$\frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dR}{dr} + (k^2 - k_x^2)R = 0 \quad (5.3)$$

$$\frac{d^2 x}{dr^2} - k_x^2 x = 0 \quad (5.4)$$

$$\frac{d^2 \theta}{dr^2} + m^2 \theta = 0 \quad (5.5)$$

$$k^2 = (\omega/c)^2 = k_r^2 + k_x^2 \quad (5.6)$$

이다. 식(5.4)는 sine함수 또는 복소 지수 함수의 형태로 풀리게 되며, 방위각에 대해 대칭성을 가지면 식(5.5)의 $m=0$ 가 된다. 여기서 k_x 는 x 방향으로 전파하는 파동의 파수, k_r 은 $y-z$ 평면에서 r 방향으로 전파하는 파동의 파수이다. 길이 방향으로 무한한 선 음원(line source)에서 방사되는 음압의 반경방향 파동 방정식(Radial wave equation) 식(5.3)의 해는 진행파 해(Propagating solution)와 근접장 파동 해(Nearfield solution)로 나누어진다.

만약 $k > k_x$ 인 경우 식 (5.3)의 해는

$$p_l(r,t) = AH_0^{(2)}(r\sqrt{k^2 - k_x^2})e^{j\omega t} \quad (5.7)$$

로 표현된다. 여기에서 A 는 음압의 계수이며, $H_0^{(2)}$ 는 0차 제2종 Hankel 함수이다. 선형 Euler 방정식

$$p = -\rho_0 \frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad (5.8)$$

에 식(5.7)을 대입하여 속도 포텐셜(velocity potential) Φ 를 구하면

$$\Phi = -\frac{A}{j\rho_0\omega} H_0^{(2)}(r\sqrt{k^2 - k_x^2})e^{j\omega t} \quad (5.9)$$

와 같다. 식(5.9)의 속도 포텐셜 값을 $\vec{u} = \nabla \Phi$ 에 대입하여 매질 입자의 속도 u 를 구하면

$$u(r,t) = -\left(\frac{A\sqrt{k^2 - k_x^2}}{j\rho_0\omega}\right)H_1^{(2)}(r\sqrt{k^2 - k_x^2})e^{j\omega t} \quad (5.10)$$

이 된다. 선 음원의 반경이 a 일 때, 선 음원의 표면에서 식(5.10)을 적용하면

$$A = \frac{-j\rho_0\omega U_a}{(\sqrt{k^2 - k_x^2})H_1^{(2)}(a\sqrt{k^2 - k_x^2})} \quad (5.11)$$

이다. 여기서 $H_1^{(2)}$ 는 1차 제2종 Hankel 함수이며 U_a 는 선 음원의 반경방향 표면 속도이다. 따라서 선 음원에 의한 음압 p_l 은 식(5.12)와 같이 정리된다.

$$p_l(r,t) = \frac{-j\rho_0\omega U_a}{(\sqrt{k^2 - k_x^2}) H_1^{(2)}(a\sqrt{k^2 - k_x^2})} H_0^{(2)}(r\sqrt{k^2 - k_x^2}) e^{j\omega t} \quad (5.12)$$

여기서 U_a 를 음원의 강도(source strength) $q = 2\pi a U_a$ 로 바꾸어 표현하면 식(5.13)과 같이 정리된다.

$$p_l(r,t) = \frac{-j\rho_0\omega q}{2\pi a(\sqrt{k^2 - k_x^2}) H_1^{(2)}(a\sqrt{k^2 - k_x^2})} H_0^{(2)}(r\sqrt{k^2 - k_x^2}) e^{j\omega t} \quad (5.13)$$

만약 $k < k_x$ 인 경우 식 (5.1)의 해는 식(5.14)와 같다.

$$p_l(r,t) = CK_0(r\sqrt{k_x^2 - k^2}) e^{j\omega t} \quad (5.14)$$

여기에서 C 는 음압의 계수이며, K_0 는 0차 제2종 변형 Bessel 함수이다. 계수 C 는 식(5.8)부터 식(5.11)까지의 과정을 거친 후, 선 음원 표면의 속도를 이용해 정리하면 식(5.15)와 같다.

$$C = \frac{-j\rho_0\omega U_a}{(\sqrt{k_x^2 - k^2}) K_1(a\sqrt{k_x^2 - k^2})} \quad (5.15)$$

여기서 K_1 는 1차 제2종 변형 Bessel 함수이다. 따라서 식(5.14)는 식(5.16)과 같이 정리된다.

$$p_l(r,t) = \frac{-j\rho_0\omega U_a}{(\sqrt{k_x^2 - k^2}) K_1(a\sqrt{k_x^2 - k^2})} K_0(r\sqrt{k_x^2 - k^2}) e^{j\omega t} \quad (5.16)$$

U_a 를 q 로 바꾸어 표현하면 식(5.16)은 식(5.17)과 같이 정리된다.

$$p_l(r,t) = \frac{-j\rho_0\omega q}{2\pi a(\sqrt{k_x^2 - k^2}) K_1(a\sqrt{k_x^2 - k^2})} K_0(r\sqrt{k_x^2 - k^2}) e^{j\omega t} \quad (5.17)$$

5.1.2 띠 평판의 방사음압

식(5.13)과 식(5.17)을 폭에 대하여 적분하면 최종적으로 유체에 접한 띠 평판이 방사하는 음압을 얻는다. 이는 식(5.18)과 식(5.19)로 정리된다.

진행파동해(Propagating solution) :

$$p(r) = \frac{-j\rho_0\omega}{2\pi a(\sqrt{k^2 - k_x^2}) H_1^{(2)}(a\sqrt{k^2 - k_x^2})} \int_0^{l_y} q H_0^{(2)}(r\sqrt{k^2 - k_x^2}) \quad (5.18)$$

근접장 파동해(Nearfield solution) :

$$p(r) = \frac{-j\rho_0\omega}{2\pi a(\sqrt{k_x^2 - k^2}) K_1(a\sqrt{k_x^2 - k^2})} \int_0^{l_y} q K_0(r\sqrt{k_x^2 - k^2}) \quad (5.19)$$

여기서 선 음원의 강도 $q = 2\pi a U_a$ 는 미소 폭(dy)을 가진 띠 평판 음원의 강도 $q = 2vdy$ 로 바꾸어 쓸 수 있다. 따라서 선 음원 표면에서의 속도 U_a 와 띠 평판의 미소 폭이 갖는 수직 속도 v 가 같다는 조건을 이용하면 등가 반경 a 는 $a = \frac{dy}{\pi}$ 가 된다. 따라서 식(5.18)과 식(5.19)는 식(5.20)과 식(5.21)로 정리된다.

진행파동해(Propagating solution) :

$$p(x, y) = \frac{-j\rho_0\omega}{\pi a(\sqrt{k^2 - k_x^2}) H_1^{(2)}(a\sqrt{k^2 - k_x^2})} \int_0^{l_y} v_n H_0^{(2)}(r\sqrt{k^2 - k_x^2}) dy' \quad (5.20)$$

근접장 파동해(Nearfield solution) :

$$p(x, y) = \frac{-j\rho_0\omega}{\pi a(\sqrt{k_x^2 - k^2}) K_1(a\sqrt{k_x^2 - k^2})} \int_0^{l_y} v_n K_0(r\sqrt{k_x^2 - k^2}) dy' \quad (5.21)$$

5.2 접수 띠 평판의 구조-유체 연성 방정식

단순지지 접수 띠 평판의 강제진동에 앞서 접수 띠 평판의 자유진동에 대해 먼저 알아본다. 단순지지 접수 띠 평판의 지배 방정식은 식(5.22)와 같다.

$$D \left(\frac{\partial^4 w}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 w}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 w}{\partial y^4} \right) + \rho h \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = p_z = 0 \quad (5.22)$$

평판은 단순지지 경계조건을 가진 도파관 구조물로 단순화되며, 파수 k_x 에서 z 방향에 대한 수직방향 변위와 표면에서의 음압 $p_0 = p_{z=0}$ 는 식(5.23)과 식(5.24)와 같이 사인 함수로 표현할 수 있다.

$$w(x, y, k_x) = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \sin\left(\frac{n\pi}{l_y} y\right) e^{-jk_x x} \quad (5.23)$$

$$p_0(x, y, k_x) = \sum_{n=1}^{\infty} B_n \sin\left(\frac{n\pi}{l_y} y\right) e^{-jk_x x} \quad (5.24)$$

식(5.22)에 식(5.23), 식(5.24)를 대입하면

$$\sum_n D' \left[A_n \left\{ \left((k_x)^2 + \left(\frac{n\pi}{l_y} \right)^2 \right)^2 - k_B^4 \right\} \sin \left(\frac{n\pi}{l_y} y \right) e^{-jk_x x} \right] = \sum_n B_n \sin \left(\frac{n\pi}{l_y} y \right) e^{-jk_x x} \quad (5.25)$$

가 된다. 식(5.20)과 식(5.21)에 식(5.23)을 대입하면 평판의 표면에서 음압 p_0 는 식(5.26)과 식(5.27)로 표현된다.

진행파동해(Propagating solution) ($k > k_x$):

$$p_0(x, y, k_x) = \sum_n \frac{\rho_0 \omega^2 A_n e^{-jk_x x}}{\pi a (\sqrt{k^2 - k_x^2}) H_1^{(2)}(a \sqrt{k^2 - k_x^2})} \int_0^{l_y} \sin \left(\frac{n\pi}{l_y} y' \right) H_0^{(2)}(r \sqrt{k^2 - k_x^2}) dy' \quad (5.26)$$

근접장 파동해(Nearfield solution) ($k < k_x$):

$$p_0(x, y, k_x) = \sum_n \frac{\rho_0 \omega^2 A_n e^{-ik_x x}}{\pi a (\sqrt{k_x^2 - k^2}) K_1(a \sqrt{k_x^2 - k^2})} \int_0^{l_y} \sin \left(\frac{n\pi}{l_y} y' \right) K_0(r \sqrt{k_x^2 - k^2}) dy' \quad (5.27)$$

여기서 $r = |y - y'|$ 이다.

식(5.25)의 우변은 표면에서의 압력에 대한 항으로 이에 식(5.26)과 식(5.27)을 대입하고 양변에 $\sin \left(\frac{s\pi}{l_y} y \right)$ 를 곱한 후 적분하여 정리하면,

진행파동해(Propagating solution) ($k > k_x$):

$$D' \left\{ \left((k_x)^2 + \left(\frac{n\pi}{l_y} \right)^2 \right)^2 - k_B^4 \right\} A_n = \frac{2\rho_0 \omega^2}{l_y \pi a (\sqrt{k^2 - k_x^2}) H_1^{(2)}(a \sqrt{k^2 - k_x^2})} \sum_s A_s Z_{ns} \quad (5.28)$$

근접장 파동해(Nearfield solution) ($k < k_x$):

$$D' \left\{ \left((k_x)^2 + \left(\frac{n\pi}{l_y} \right)^2 \right)^2 - k_B^4 \right\} A_n = \frac{2\rho_0 \omega^2}{l_y \pi a (\sqrt{k_x^2 - k^2}) K_1(a \sqrt{k_x^2 - k^2})} \sum_s A_s Z_{ns}^{(1)} \quad (5.29)$$

이 된다. 여기서

$$Z_{ns} = \int_0^{l_y} \int_0^{l_y} \sin \left(\frac{n\pi}{l_y} y \right) \sin \left(\frac{s\pi}{l_y} y' \right) H_0^{(2)}(r \sqrt{k^2 - k_x^2}) dy' dy \quad (5.30)$$

$$Z_{ns}^{(1)} = \int_0^{l_y} \int_0^{l_y} \sin \left(\frac{n\pi}{l_y} y \right) \sin \left(\frac{s\pi}{l_y} y' \right) K_0(r \sqrt{k_x^2 - k^2}) dy' dy \quad (5.31)$$

이다. 사각평판의 경우와 비교하여, 띠 평판에서는 길이방향에 대해 모드 방법이 아닌 파동 방법을 이용하여 계산하기 때문에 방사 임피던스 계수가 4중적분에서 2중적분으로 표현되었으며, 이에 따라 띠 평판 모델링을 이용하면 훨씬 적은 연산이 수행됨을 알 수 있다. 식(5.28)과 식(5.29)를 행렬 형태로 나타내면 식(5.32)와 같다.

$$[H(k_x, \omega)] \vec{A}(k_x, \omega) = \vec{0} \quad (5.32)$$

벡터 $\vec{A}(k_x, \omega)$ 는 $A_n(k_x, \omega)$ 로 구성되는 열벡터이며, 행렬 $[H(k_x, \omega)]$ 의 계수는 식(5.33)~(5.36)과 같이 주어진다.

진행파동해(Propagating solution) ($k > k_x$) :

$$n = s :$$

$$H_{nn} = D \left\{ \left((k_x)^2 + \left(\frac{n\pi}{l_y} \right)^2 \right)^2 - k_B^4 \right\} - \frac{2\rho_0\omega^2}{l_y \pi a (\sqrt{k^2 - k_x^2}) H_1^{(2)}(a\sqrt{k^2 - k_x^2})} Z_{nn} \quad (5.33)$$

$$n \neq s :$$

$$H_{ns} = - \frac{2\rho_0\omega^2}{l_y \pi a (\sqrt{k^2 - k_x^2}) H_1^{(2)}(a\sqrt{k^2 - k_x^2})} Z_{ns} \quad (5.34)$$

근접장 파동해(Nearfield solution) ($k < k_x$) :

$$n = s :$$

$$H_{nn} = D \left\{ \left((k_x)^2 + \left(\frac{n\pi}{l_y} \right)^2 \right)^2 - k_B^4 \right\} - \frac{2\rho_0\omega^2}{l_y \pi a (\sqrt{k_x^2 - k^2}) K_1(a\sqrt{k_x^2 - k^2})} Z_{ns}^{(1)} \quad (5.35)$$

$$n \neq s :$$

$$H_{ns} = - \frac{2\rho_0\omega^2}{l_y \pi a (\sqrt{k_x^2 - k^2}) K_1(a\sqrt{k_x^2 - k^2})} Z_{ns}^{(1)} \quad (5.36)$$

행렬 $[H(k_x, \omega)]$ 의 구성은 식(5.37), 식(5.38)과 같다.

$$\begin{bmatrix} D \left\{ \left((k_x)^2 + \left(\frac{1\pi}{l_y} \right)^2 \right)^2 - k_B^4 \right\} - \frac{2\rho_0\omega^2}{l_y \pi a \sqrt{k^2 - k_x^2} H_1^{(2)}(a\sqrt{k^2 - k_x^2})} Z_{11} & - \frac{2\rho_0\omega^2}{l_y \pi a \sqrt{k^2 - k_x^2} H_1^{(2)}(a\sqrt{k^2 - k_x^2})} Z_{12} & \dots & - \frac{2\rho_0\omega^2}{l_y \pi a \sqrt{k^2 - k_x^2} H_1^{(2)}(a\sqrt{k^2 - k_x^2})} Z_{1n} \\ - \frac{2\rho_0\omega^2}{l_y \pi a \sqrt{k^2 - k_x^2} H_1^{(2)}(a\sqrt{k^2 - k_x^2})} Z_{21} & D \left\{ \left((k_x)^2 + \left(\frac{2\pi}{l_y} \right)^2 \right)^2 - k_B^4 \right\} - \frac{2\rho_0\omega^2}{l_y \pi a \sqrt{k^2 - k_x^2} H_1^{(2)}(a\sqrt{k^2 - k_x^2})} Z_{22} & \dots & \dots \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ - \frac{2\rho_0\omega^2}{l_y \pi a \sqrt{k^2 - k_x^2} H_1^{(2)}(a\sqrt{k^2 - k_x^2})} Z_{n1} & - \frac{2\rho_0\omega^2}{l_y \pi a \sqrt{k^2 - k_x^2} H_1^{(2)}(a\sqrt{k^2 - k_x^2})} Z_{n2} & \dots & D \left\{ \left((k_x)^2 + \left(\frac{n\pi}{l_y} \right)^2 \right)^2 - k_B^4 \right\} - \frac{2\rho_0\omega^2}{l_y \pi a \sqrt{k^2 - k_x^2} H_1^{(2)}(a\sqrt{k^2 - k_x^2})} Z_{nn} \end{bmatrix} \quad (5.37)$$

$$\begin{bmatrix} D \left\{ \left((k_x)^2 + \left(\frac{1\pi}{l_y} \right)^2 \right)^2 - k_B^4 \right\} - \frac{2\rho_0\omega^2}{l_y \pi a \sqrt{k_x^2 - k^2} K_1(a\sqrt{k_x^2 - k^2})} Z_{11}^{(1)} & - \frac{2\rho_0\omega^2}{l_y \pi a \sqrt{k_x^2 - k^2} K_1(a\sqrt{k_x^2 - k^2})} Z_{12}^{(1)} & \dots & - \frac{2\rho_0\omega^2}{l_y \pi a \sqrt{k_x^2 - k^2} K_1(a\sqrt{k_x^2 - k^2})} Z_{1n}^{(1)} \\ - \frac{2\rho_0\omega^2}{l_y \pi a \sqrt{k_x^2 - k^2} K_1(a\sqrt{k_x^2 - k^2})} Z_{21}^{(1)} & D \left\{ \left((k_x)^2 + \left(\frac{2\pi}{l_y} \right)^2 \right)^2 - k_B^4 \right\} - \frac{2\rho_0\omega^2}{l_y \pi a \sqrt{k_x^2 - k^2} K_1(a\sqrt{k_x^2 - k^2})} Z_{22}^{(1)} & \dots & \dots \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ - \frac{2\rho_0\omega^2}{l_y \pi a \sqrt{k_x^2 - k^2} K_1(a\sqrt{k_x^2 - k^2})} Z_{n1}^{(1)} & - \frac{2\rho_0\omega^2}{l_y \pi a \sqrt{k_x^2 - k^2} K_1(a\sqrt{k_x^2 - k^2})} Z_{n2}^{(1)} & \dots & D \left\{ \left((k_x)^2 + \left(\frac{n\pi}{l_y} \right)^2 \right)^2 - k_B^4 \right\} - \frac{2\rho_0\omega^2}{l_y \pi a \sqrt{k_x^2 - k^2} K_1(a\sqrt{k_x^2 - k^2})} Z_{nn}^{(1)} \end{bmatrix} \quad (5.38)$$

3.1절에서 소개한 4중적분을 2중적분으로 변환하는 과정을 띠 평판에 대해 적용하면 식(5.30)과 식(5.31)의 2중적분을 단일적분으로 낮출 수 있다.

$Z_{ns}, Z_{ns}^{(1)}$ 의 좌표변수 y 와 y' 을 이용해 새로운 좌표 변수 τ 와 γ 를 정의하면 식(5.39)와 같다[17].

$$\tau = y - y', \gamma = y + y' \quad (5.39)$$

식(5.39)를 이용해 식(5.30)과 식(5.31)을 단순화하면

$$Z_{ns} = \begin{cases} \int_0^{l_y} \left[(l_y - \tau) \cos \frac{n\pi}{l_y} \tau + \frac{l_y}{n\pi} \sin \frac{n\pi}{l_y} \tau \right] H_0^{(2)}(r \sqrt{k^2 - k_x^2}) d\tau \quad (n = s), \\ \frac{2\epsilon(s-n)}{\left(\frac{n\pi}{l_y}\right)^2 - \left(\frac{s\pi}{l_y}\right)^2} \int_0^{l_y} \left(\frac{n\pi}{l_y} \sin\left(\frac{s\pi}{l_y} \tau\right) - \frac{s\pi}{l_y} \sin\left(\frac{n\pi}{l_y} \tau\right) \right) H_0^{(2)}(r \sqrt{k^2 - k_x^2}) d\tau \quad (n \neq s) \end{cases} \quad (5.40)$$

$$Z_{ns}^{(1)} = \begin{cases} \int_0^{l_y} \left[(l_y - \tau) \cos \frac{n\pi}{l_y} \tau + \frac{l_y}{n\pi} \sin \frac{n\pi}{l_y} \tau \right] K_0(r \sqrt{k_x^2 - k^2}) d\tau \quad (n = s), \\ \frac{2\epsilon(s-n)}{\left(\frac{n\pi}{l_y}\right)^2 - \left(\frac{s\pi}{l_y}\right)^2} \int_0^{l_y} \left(\frac{n\pi}{l_y} \sin\left(\frac{s\pi}{l_y} \tau\right) - \frac{s\pi}{l_y} \sin\left(\frac{n\pi}{l_y} \tau\right) \right) K_0(r \sqrt{k_x^2 - k^2}) d\tau \quad (n \neq s) \end{cases} \quad (5.41)$$

이며, 여기서,

$$\epsilon(s-n) = \begin{cases} 0 & \text{for } s-n = \pm 1, \pm 3, \pm 5, \dots, \\ 1 & \text{for } s-n = \pm 2, \pm 4, \pm 6, \dots, \end{cases} \quad (5.42)$$

이다.

식(5.29)의 자유진동 운동방정식에서 벡터 \vec{A} 가 무용해(trivial solution)를 갖지 않기 위해서는 $\det([H]) = 0$ 의 조건을 만족해야 한다. 즉, $\det([H]) = 0$ 을 만족하는 고유치 문제(eigenvalue problem)을 풀어 파수(k_x) 또는 주파수(ω)를 구하면 분산특성을 파악할 수 있다. 파수(k_x)를 고정하고 주파수(ω)를 바꾸어가며, 혹은 주파수를 고정하고 파수를 바꾸어가며 $\det([H]) = 0$ 이 되는 주파수 혹은 파수를 찾으면 각 파동의 분산선도를 구할 수 있다.

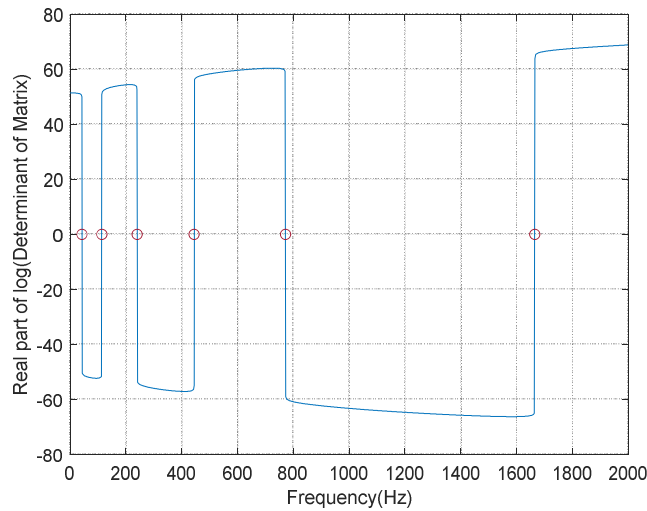


Fig. 5.2. Zero-crossing points at $k_x = 10$

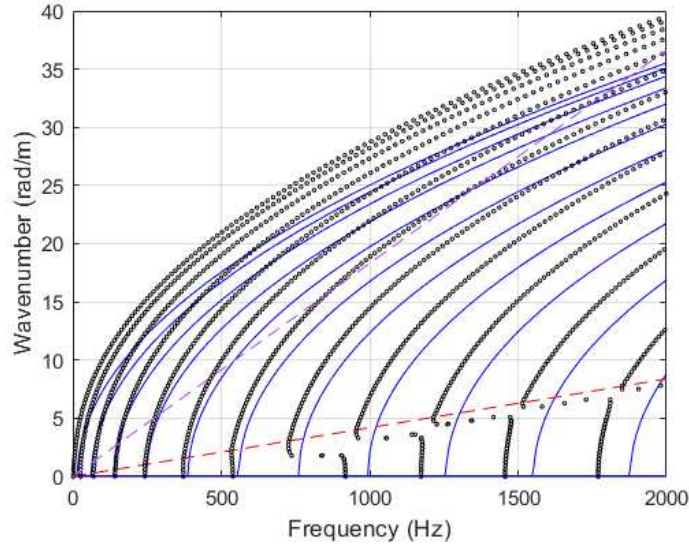


Fig. 5.3. The dispersion curves of a strip plate in water

Table. 5.1. Dimensions and material properties of the fluid loaded strip plate.

Parameters	Value	Parameters	Value
Young's modulus, E	$2.1 \times 10^{11} N/m^2$	Width(l_y)	1 m
Poisson's ratio, ν	0.332	Density, ρ	$7.8 \times 10^3 kg/m^3$
Damping loss factor, η	0.1	Thickness, h	0.006m

Fig. 5.2에 $k_x = 10(\text{rad/m})$ 에서 얻은 판별식 값을 주파수의 함수로 나타내었다. 여기서 사용된 평판의 주요 제원과 물성치를 Table. 5.1에 나타내었다. 한 파장 당 최소 6개의 node가 있어야 파동을 정확히 표현할 수 있는데, 이를 위해 d_y 가 음파 파장의 1/6보다 작도록 0.0112m로 설정하였다. Fig. 5.2의 곡선에서 $\det([H]) = 0$ 을 만족하는 가지는 주파수(고유치)들을 원형 기호로 표현하였다. 이와 같은 고유치들을 파수 별로 모아 그리면 Fig. 5.3.과 같은 분산선도를 얻을 수 있다.

Fig. 5.3에는 점수 전(파란색 실선)과 후(검은색 동그라미)의 분산선도를 비교하여 나타내었다. 평판이 물과 접한 경우 물의 유체 하중 효과로 인해 공기와 접한 경우보다 cut-on 주파수가 더 낮은 지점에서 일어남을 볼 수 있다.

5.3 점 하중에 의한 진동 해석

5.3.1 점수 띠 평판의 강제진동

Fig. 5.4와 같이 점 하중이 $(0, y_0)$ 지점에 작용할 때, 단순지지 점수 띠 평판의 지배 방정식은 식 (5.40)과 같다.

$$D \left(\frac{\partial^4 w}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 w}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 w}{\partial y^4} \right) + \rho h \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = p_{z=0} + F_0 \delta(0) \delta(y - y_0) e^{j\omega t} \quad (5.43)$$

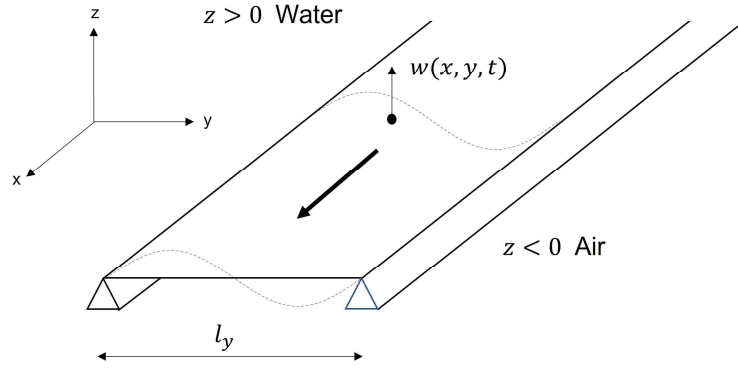


Fig. 5.4. A simply supported fluid-loaded strip plate model

외력 $f(x, y)$ 는 시간과 공간에 대한 조화 가진으로 식(5.44)과 같이 표현된다.

$$f(x, y, t) = F\delta(0)\delta(y - y_0)e^{j\omega t} = \sum_n F_n \sin\left(\frac{n\pi}{l_y}y\right)e^{j(\omega t - k_x x)} \quad (5.44)$$

이후 정식화에서 시간에 대한 조화항 $e^{j\omega t}$ 는 생략한다. 여기에서 F_n 은 4장에서 기술한 식(4.13)과 같다. 식(5.43)에 식(5.23), 식(5.24), 그리고 식(5.44)를 대입하고 정리하면

$$\sum_n D \left[A_n \left[\left\{ \left((k_x)^2 + \left(\frac{n\pi}{l_y} \right)^2 \right)^2 - k_B^4 \right\} \sin\left(\frac{n\pi}{l_y}y\right) \right] \right] = - \sum_n B_n \sin\left(\frac{n\pi}{l_y}y\right) + \sum_n F_n \sin\left(\frac{n\pi}{l_y}y\right) \quad (5.45)$$

가 된다. 이때, 음압 p_0 은 식(5.26)과 식(5.27)로 표현된다. p_0 를 식(5.24)에 대입한 후 식(5.45)에 대입하고 양변에 $\sin\left(\frac{s\pi}{l_y}y\right)$ 를 곱한 후 적분하여 식을 정리하면,

진행파동해(Propagating solution) ($k > k_x$):

$$D \left\{ \left((k_x)^2 + \left(\frac{n\pi}{l_y} \right)^2 \right)^2 - k_B^4 \right\} A_n = \frac{2\rho_0\omega^2}{l_y \pi a (\sqrt{k^2 - k_x^2}) H_1^{(2)}(a\sqrt{k^2 - k_x^2})} \sum_s A_s Z_{ns} + F_n \quad (5.46)$$

근접장 파동해(Nearfield solution) ($k < k_x$):

$$D \left\{ \left((k_x)^2 + \left(\frac{n\pi}{l_y} \right)^2 \right)^2 - k_B^4 \right\} A_n = \frac{2\rho_0\omega^2}{l_y \pi a (\sqrt{k_x^2 - k^2}) K_1(a\sqrt{k_x^2 - k^2})} \sum_s A_s Z_{ns}^{(1)} + F_n \quad (5.47)$$

이 된다. 식(5.46)과 식(5.47)을 행렬 형태 식으로 나타내면

$$[H(k_x, \omega)] \vec{A}(k_x, \omega) = \vec{F}(k_x, \omega) \quad (5.48)$$

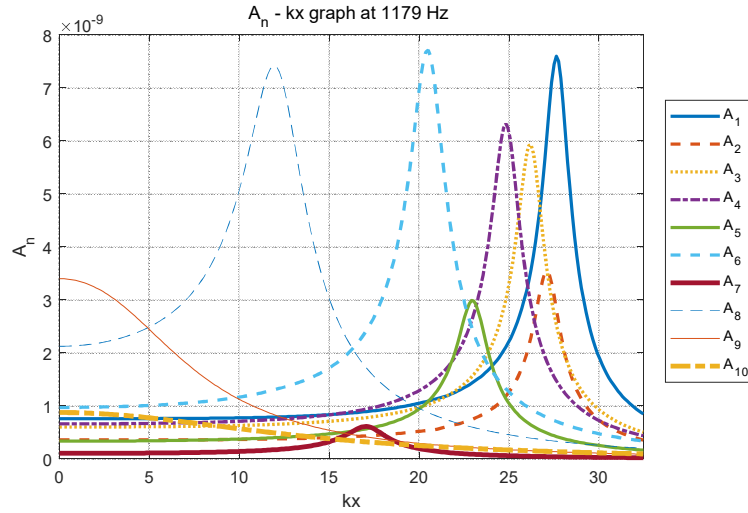


Fig. 5.5. $A_n - k_x$ graph at 1179 Hz

이다. 벡터 $\vec{A}(k_x, \omega), \vec{F}(k_x, \omega)$ 는 $A_n(k_x, \omega), F_n(k_x, \omega)$ 로 구성되는 열벡터이며, 행렬 $[H(k_x, \omega)]$ 의 계수는 식(5.30)~(5.33)과 같이 주어진다.

Fig. 5.5에는 1179Hz에서 구한 각 파동의 크기 A_n 을 파수 k_x 의 함수로 나타내었다. 1차 모드를 갖는 파동이 가장 높은 파수에서 나타나며, 파동에 따른 피크점의 위치는 높은 차수의 파동일수록 낮은 파수에서 나타남을 알 수 있다. 파수별 각 모드들의 기여가 다 다름을 알 수 있다. Fig. 5.3의 분산선도와 비교하면 1179Hz에서의 원형 기호들이 Fig. 5.5의 각 피크들로 구성되어 있음을 확인할 수 있다.

각각의 파수와 주파수에서 구한 파동 해를 파수에 대해 Fourier 역변환하여 표현하면, $w(x, y)$ 와 $v(x, y)$ 는 식(5.49), 식(5.50)과 같이 표현된다.

$$w(x, y) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A_n(k_x, \omega) \sin\left(\frac{n\pi}{l_y} y\right) e^{-jk_x x} dk_x \quad (5.49)$$

$$v(x, y) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{j\omega}{2\pi F} \int_{-\infty}^{\infty} A_n(k_x, \omega) \sin\left(\frac{n\pi}{l_y} y\right) e^{-jk_x x} dk_x \quad (5.50)$$

5.3.2 가진점 모빌리티

식(5.50)로부터 모빌리티를 구하면 식(5.51)과 같다.

$$Y(x, y) = \frac{j\omega}{2\pi F} \sum_{n=1}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A_n(k_x, \omega) \sin\left(\frac{n\pi}{l_y} y\right) e^{-jk_x x} dk_x \quad (5.51)$$

$x = 0, y = y_0$ 에 점 하중이 작용할 때의 가진점 모빌리티는 식(5.52)와 같다.

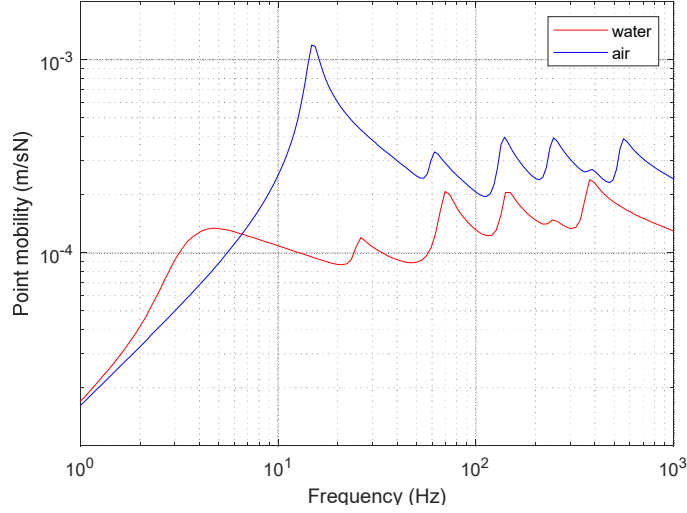


Fig. 5.6. Comparison of point mobilities coupled with air and water excited at (0,0.425)m

$$Y = \frac{j\omega}{2\pi F} \sum_{n=1}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A_n(k_x, \omega) \sin\left(\frac{n\pi}{l_y} y_0\right) dk_x \quad (5.52)$$

따 평판과 연성된 유체의 변화에 따른 가진점 모빌리티의 변화를 살펴보기 위하여 공기 ($\rho_{air} = 1.2 \text{ kg/m}^3$)가 연성되었을 때의 가진점 모빌리티와 물 ($\rho_{water} = 1000 \text{ kg/m}^3$)이 연성되었을 때의 가진점 모빌리티를 Fig. 5.6에 비교해 나타내었다. 물과 접하고 있을 때 부가질량효과로 인해 첫 번째 고 유진동수가 더 낮은 주파수에서 일어남을 알 수 있고, 전체적으로 진동 수준이 감소하였음을 확인할 수 있다.

5.3.3 접수 띠 평판의 평균진동

접수 띠 평판의 평균진동은 식(4.18)을 이용해 얻을 수 있다. 식(4.18)에 식(5.50)을 대입하면 접수 띠 평판의 평균진동은

$$\langle \overline{v(x,y)^2} \rangle_{\infty} = \frac{1}{l_y} \int_0^{l_y} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\sum_{n=1}^{\infty} \frac{j\omega}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A_n(k_x, \omega) \sin\left(\frac{n\pi}{l_y} y\right) e^{-jk_x x} dk_x \right) \left(\sum_{n=1}^{\infty} \frac{-j\omega}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A_n^*(k_x', \omega) \sin\left(\frac{n'\pi}{l_y} y\right) e^{jk_x' x} dk_x' \right) dx dy \quad (5.53)$$

으로 표현되며, 식(5.53)의 적분 순서를 변경하여 다시 쓰면,

$$\langle \overline{v(x,y)^2} \rangle_{\infty} = \frac{1}{l_y} \frac{\omega^2}{4\pi^2} \left(\sum_{n=1}^{\infty} \sum_{n'=1}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A_n(k_x, \omega) A_{n'}^*(k_x', \omega) \left[\int_{-\infty}^{\infty} e^{j(k_x' - k_x)x} dx \right] \left[\int_0^{l_y} \sin\left(\frac{n\pi}{l_y} y\right) \sin\left(\frac{n'\pi}{l_y} y\right) dy \right] dk_x dk_x' \right) \quad (5.54)$$

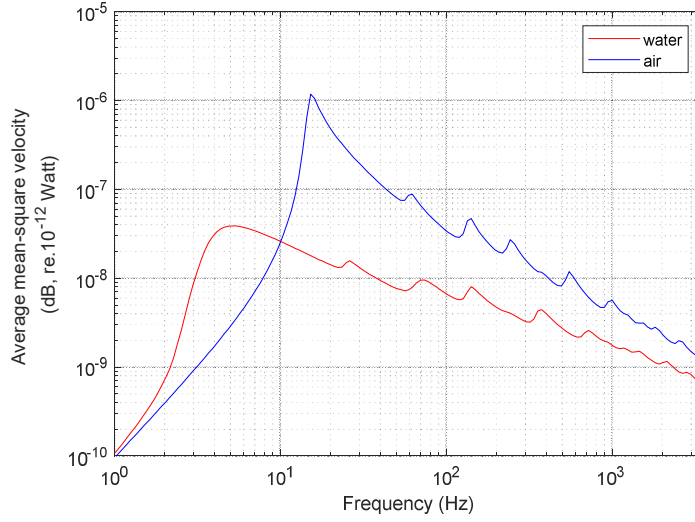


Fig. 5.7. Comparison of mean square velocity coupled with air and water excited at (0, 0.425)m

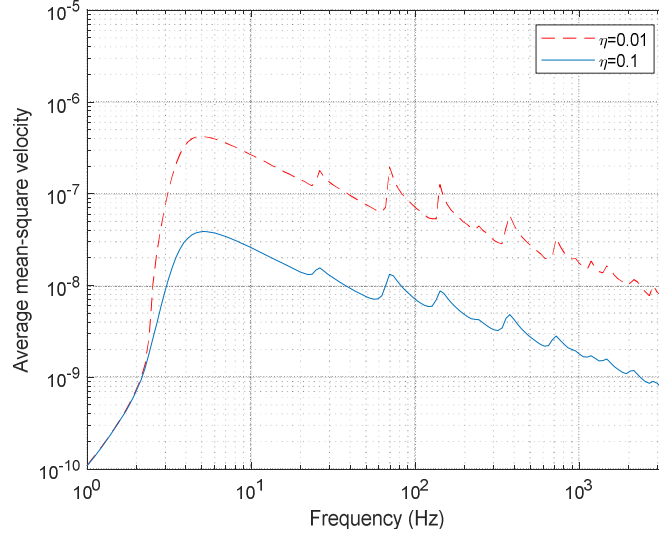


Fig. 5.8. The effects of the damping loss factor on the mean square velocity excited at (0, 0.425)m

가 된다. 식(5.54)에서 $\int_{-\infty}^{\infty} e^{j(k'_x - k_x)x} dx = 2\pi\delta(k'_x - k_x)$ 의 관계와 모드함수의 직교성을 이용하면 식(5.55)와 같이 정리된다.

$$\langle \overline{v(x,y)^2} \rangle_{\infty} = \frac{1}{4\pi} \left(\sum_{n=1}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |V_n(k_x, \omega)|^2 dk_x \right) \quad (5.55)$$

Fig. 5.7에는 점 하중이 (0, 0.425)m 지점에 작용할 때, 유체의 변화에 따른 띠 평판의 평균제곱 속도를 나타내었다. 물과 접한 경우 cut-on 주파수가 더 낮은 지점에서 나타나며, 전체적으로 평균진동의 크기가 감소함을 알 수 있다. 다만 cut-on 주파수가 낮아짐으로 인해 저주파수 대역에서는 띠 평판의 평균진동이 높게 나타나고 있다.

Fig. 5.8에는 점 하중이 (0,0.425)m 지점에 작용할 때 감쇠손실계수의 변화에 따른 평판의 평균제곱속도의 변화를 나타내었다. 감쇠손실계수가 감소함에 따라 첫 번째 cut-on 주파수 이상의 전주파수 대역에서 평균진동의 레벨이 증가하는 것을 알 수 있다.

5.4 접수 띠 평판의 방사 소음

5.4.1 접수 띠 평판의 방사 음향파워

(0, y_0) 지점에 작용하는 점 하중에 의해 발생하는 띠 평판의 각 파동별 크기 $A_n(k_x, \omega)$ 를 구하였으므로, 띠 평판 표면에서의 음압 p_0 를 A_n 을 이용해 표현하면 식(5.56), 식(5.57)과 같다.

진행파동해(Propagating solution) :

$$\begin{aligned}
 p_0(x, y) &= \sum_n B_n \sin\left(\frac{n\pi}{l_y} y\right) e^{-jk_x x} \\
 &= \sum_n \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} B_n(k_x) \sin\left(\frac{n\pi}{l_y} y\right) e^{-jk_x x} dk_x \\
 &= \sum_n \frac{\rho_0 \omega^2}{2\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{A_n(k_x, \omega) e^{-jk_x x}}{a(\sqrt{k^2 - k_x^2}) H_1^{(2)}(a\sqrt{k^2 - k_x^2})} \left(\int_0^{l_y} \sin\left(\frac{n\pi}{l_y} y'\right) H_0^{(2)}(r\sqrt{k^2 - k_x^2}) dy' \right) dk_x
 \end{aligned} \tag{5.56}$$

근접장 파동해(Nearfield solution) :

$$\begin{aligned}
 p_0(x, y) &= \sum_n B_n \sin\left(\frac{n\pi}{l_y} y\right) e^{-jk_x x} \\
 &= \sum_n \frac{\rho_0 \omega^2}{2\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{A_n(k_x, \omega) e^{-jk_x x}}{a(\sqrt{k_x^2 - k^2}) K_1(a\sqrt{k_x^2 - k^2})} \left(\int_0^{l_y} \sin\left(\frac{n\pi}{l_y} y'\right) K_0(r\sqrt{k_x^2 - k^2}) dy' \right) dk_x
 \end{aligned} \tag{5.57}$$

식(4.28)에 식(5.56)과 식(5.57), 그리고 식(5.50)을 대입하면

$$W_{rad} = \int_0^{l_y} \int_{-\infty}^{\infty} Re \left[\sum_n \frac{\rho_0 \omega^2}{2\pi^2} \int \frac{A_n(k_x, \omega) e^{-jk_x x}}{a(\sqrt{k^2 - k_x^2}) H_1^{(2)}(a\sqrt{k^2 - k_x^2})} \left(\int_0^{l_y} \sin\left(\frac{n\pi}{l_y} y'\right) H_0^{(2)}(r\sqrt{k^2 - k_x^2}) dy' \right) dk_x \right. \\
 \left. \sum_n \frac{-j\omega}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A_n^*(k_x', \omega) \sin\left(\frac{n'\pi}{l_y} y\right) e^{jk_x' x} dk_x' \right] dx dy \tag{5.58}$$

이다. 식(5.54)와 같이 Dirac delta function을 이용하여 식(5.58)의 적분을 정리하면

$$W_{rad} = Re \left[\frac{-j\rho_0 \omega^3}{4\pi^3} \sum_n \sum_{n'} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{A_n(k_x, \omega)}{a(\sqrt{k^2 - k_x^2}) H_1^{(2)}(a\sqrt{k^2 - k_x^2})} \left(\int_0^{l_y} \int_0^{l_y} \sin\left(\frac{n\pi}{l_y} y'\right) \sin\left(\frac{n'\pi}{l_y} y\right) H_0^{(2)}(r\sqrt{k^2 - k_x^2}) dy' dy \right) dk_x \right. \\
 \left. \times \int_{-\infty}^{\infty} A_n^*(k_x', \omega) 2\pi \delta(k_x' - k_x) dk_x' \right] \tag{5.59}$$

이 되고, 최종적으로 식(5.60)을 얻는다.

$$W_{rad} = Re \left[\frac{-j\rho_0\omega^3}{2\pi^2} \sum_n \sum_{n'} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{A_n(k_x, \omega) A_{n'}^*(k_x, \omega)}{a(\sqrt{k^2 - k_x^2}) H_1^{(2)}(a\sqrt{k^2 - k_x^2}) \left(\int_0^{l_y} \int_0^{l_y} \sin\left(\frac{n\pi}{l_y} y'\right) \sin\left(\frac{n'\pi}{l_y} y\right) H_0^{(2)}(r\sqrt{k^2 - k_x^2}) dy' dy \right) dk_x} \right] \quad (5.60)$$

Fig. 5.9에는 점 하중이 (0,0.425)m 지점에 작용할 때, 물 또는 공기와 연성된 띠 평판의 방사 음향파워를 비교하여 나타내었다. 띠 평판이 공기에 접한 경우, 첫 번째 cut-on 주파수에서 음향파워가 가장 높게 나타나는 반면 물과 접한 경우에는 주파수가 증가함에 따라 계속하여 증가하는 경향을 보이고 있다.

Fig. 5.7에 나타낸 평균진동 결과와 비교해보면, 접수로 인해 띠 평판의 평균진동은 감소하는 반면 방사파워는 접수 시 오히려 증가함을 알 수 있다. 방사파워는 평판에서 주위 유체로 빠져나가는 파워이므로, 평판의 진동에너지가 공기보다는 물로 더 많이 빠져나가는 것으로 이해할 수 있다. 즉, 유체에 의한 부가감쇠가 공기보다는 물에서 더 크게 작용한다.

Fig. 5.10에는 점 하중이 (0,0.425)m 지점에 작용할 때, 평판의 두께 변화에 따른 방사 음향파워 변화를 나타내었다. 평판이 두꺼워질수록 강성은 증가하나, 평판의 질량 역시 변화함을 알 수 있고 강성과 질량 변화의 차이로 인해 cut-on 주파수가 변화한다. 비교를 위해 Fig. 5.11에는 공기와 연성된 띠 평판의 동일 지점에 동일한 점 하중이 작용할 때의 방사 음향파워를 나타내었다. 두 경우 모두 두께가 두꺼워짐에 따라 방사파워가 다소 감소하는 경향을 보인다.

Fig. 5.12에는 점 하중이 (0,0.425)m 지점에 작용할 때의 평판의 감쇠손실계수 변화에 따른 방사 음향파워 변화를 나타내었다. 비교를 위해 Fig. 5.13에는 공기와 연성된 띠 평판의 동일 지점에 동일한 점 하중이 작용할 때의 방사 음향파워를 나타내었다. 물과 접한 평판의 경우 공기와 접한 평판에 비해 감쇠손실계수 변화에 따른 영향이 크지 않음을 알 수 있다. 이는 접수에 의한 부가감쇠로 인해 구조 감쇠

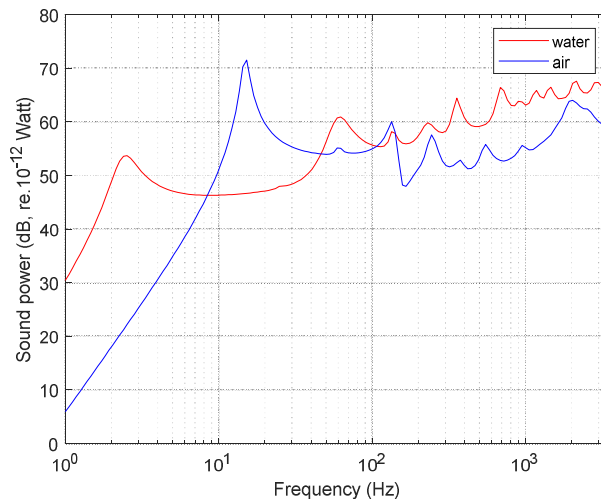


Fig. 5.9. Radiation power of fluid-loaded strip plate excited at (0,0.425)m depending on the fluid

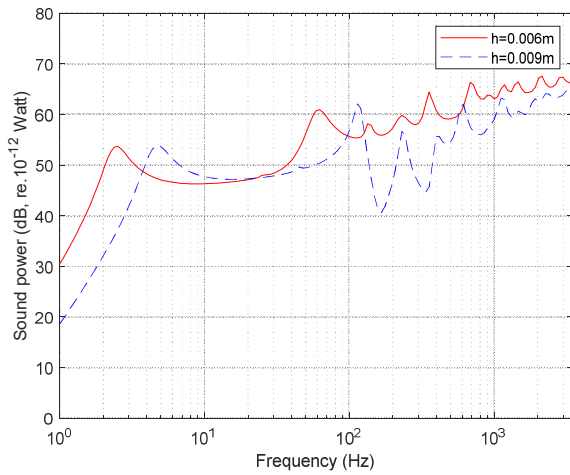


Fig. 5.10. Radiation power of fluid-loaded strip plate excited at (0,0.425)m depending on the plate thickness

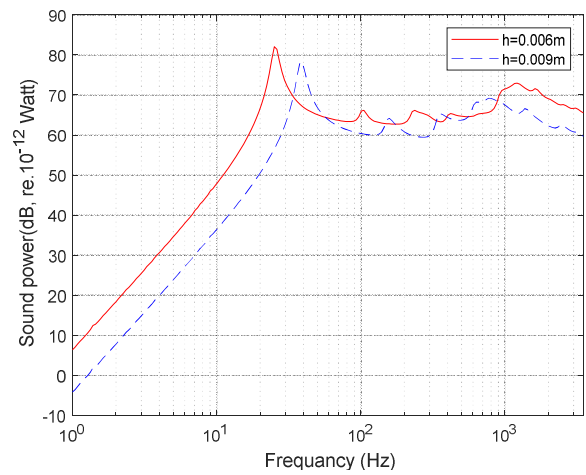


Fig. 5.11. Radiation power of fluid-loaded strip plate excited at (0,0.425)m depending on the plate thickness

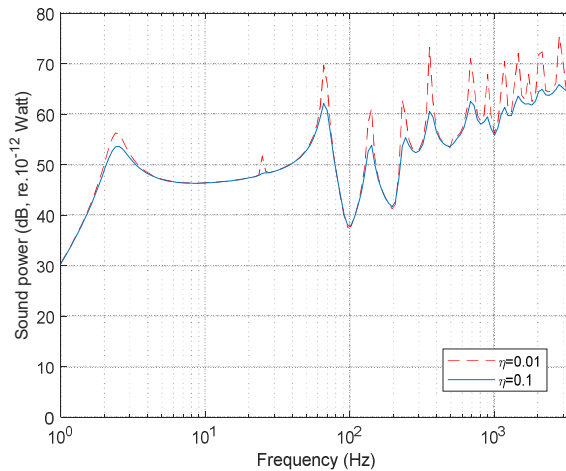


Fig. 5.12. Radiation power of fluid-loaded strip plate excited at (0,0.425)m depending on the damping loss factor

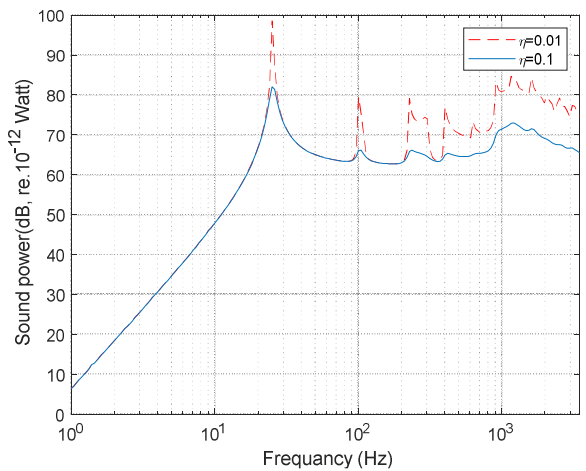


Fig. 5.13. Sound power radiated from strip plate excited at (0,0.425)m depending on the damping loss factor

(structural damping)의 기여도가 줄어들었기 때문이다. 두 경우 모두 감쇠의 효과는 고유진동수 근처에서만 나타나며, 고주파수 대역으로 갈수록 많은 모드들이 존재하기 때문에 감쇠손실계수의 영향이 점점 크게 나타남을 알 수 있다.

5.4.2 접수 띠 평판의 방사효율

띠 평판의 방사효율은 앞서 유도한 식(3.30)과 같으며, 접수 띠 평판의 속도와 평판 표면의 음압으로부터 구한 가진점 평균된 방사효율은 Fig. 5.14에 나타내었다. 접수 시 방사파워는 공기 중 방사파워보다 크고 접수 시 평판의 평균진동은 공기 중 평균진동보다 낮다. 그러나 식(4.22)의 분자에 있는 매질의 임피던스($\rho_0 c$)로 인해 접수 시 방사효율은 공기 중의 경우보다 줄어들게 된다.

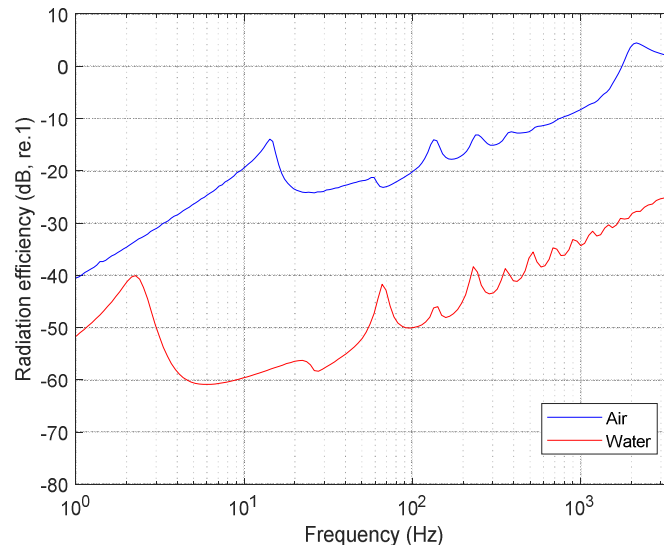


Fig. 5.14. Radiation power of fluid-loaded strip plate depending on the fluid

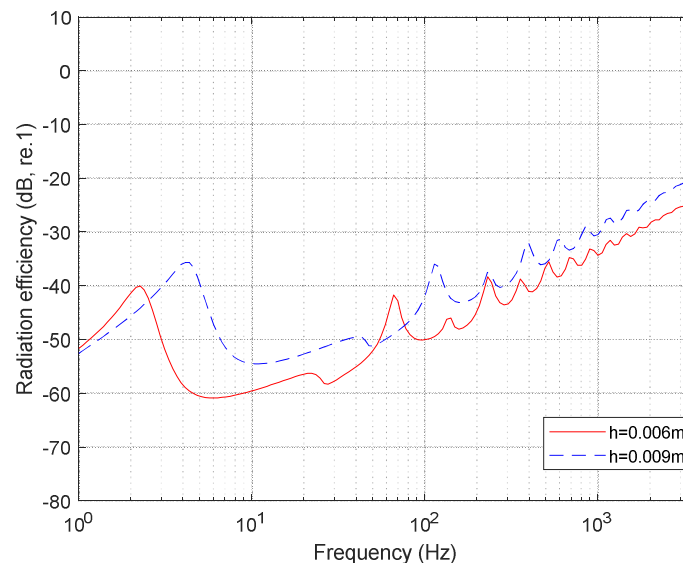


Fig. 5.15. Radiation efficiency of fluid-loaded strip plate depending on the plate thickness

Fig. 5.15에는 평판의 두께가 접수 띠 평판의 방사효율에 미치는 영향을 나타내었다. Fig. 5.15의 결과를 보면, 두께 변화에 따른 첫 번째 고유진동수 이동으로 인해 저주파수 대역에서는 방사효율의 차이가 발생하지만, 고주파수 대역으로 감에 따라 차이가 일정하게 유지되는 특성을 보인다.

Fig. 5.16에는 감쇠손실계수 변화에 따른 접수 띠 평판의 방사효율 변화를 나타내었다. 감쇠손실계수의 영향에 따른 변화는 첫 번째 cut-on과 임계주파수 사이의 영역에서 크게 나타나며 cut-on 주파수를 제외한 영역에서 감쇠가 줄어들 때 방사효율이 크게 감소함을 알 수 있다. 그 이유는 Fig. 5.8과 Fig. 5.13에서 알 수 있는 것과 같이 감쇠손실계수가 작을수록 전 주파수 영역에서 평균진동이 증가하지만, 방사파워의 증가는 cut-on 주파수 부근에서만 발생하기 때문이다.

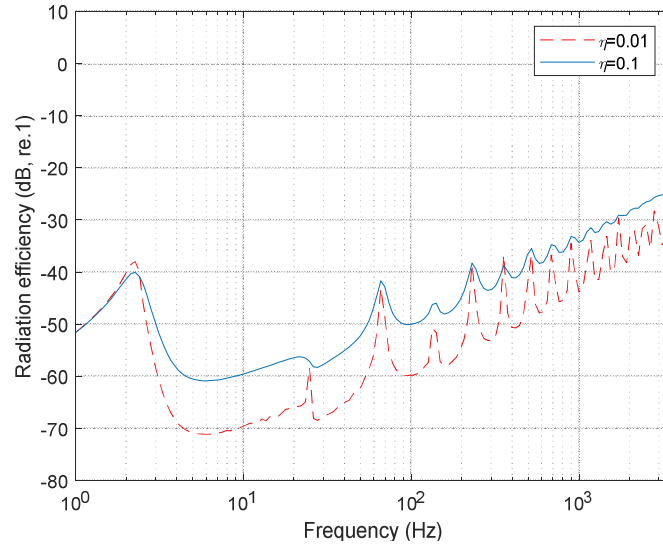


Fig. 5.16. Radiation power of fluid-loaded strip plate depending on the damping loss factor

5.5 크로스 모드 항의 기여

접수 띠 평판의 평균 방사효율을 구하기 위해서는 크로스 모드를 포함한 전체 파동의 진동 및 소음 특성을 해석해야한다. 그러나 주파수가 증가할수록 많은 모드가 포함되어야 하므로 크로스 모드로 인해 연산량이 크게 증가한다. 이러한 어려움을 개선할 수 있는 방안을 모색하고자, 행렬 $[H]$ 의 대각선 항만을 고려하여 계산한 방사효율과 모든 항을 고려하여 계산한 방사효율을 비교하여 접수 띠 평판에서의 크로스모드의 효과를 확인해보았다.

5.5.1 단일 점 하중 작용 시 방사효율

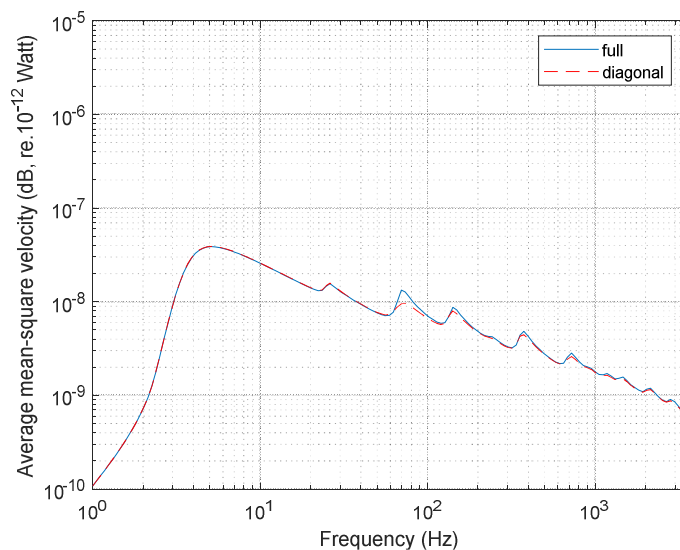


Fig. 5.17. The effects of the off-diagonal terms on the mean-square velocity excited at $(0, 0.425)m$

대각선 항만 고려하면 A_n 은 식(5.61)로부터 얻을 수 있다.

$$A_n = F_n / H_{nn} \quad (5.61)$$

(0, 0.425)m 지점에 점 하중이 작용할 때, 식(5.61)을 이용하여 계산한 방사효율과 행렬의 모든 항을 고려하여 계산한 진동 및 소음 특성을 각각 Fig. 5.17, Fig. 5.18, 그리고 Fig. 5.19에 나타내었다.

Fig. 5.17에서 제시한 접수 띠 평판의 평균진동을 보면, 비 대각항(off-diagonal term) 포함 유무에 따라 약간의 차이가 발생하는 주파수 대역도 있지만, 단일 점 하중 작용 시 평균진동에서는 대각항만을

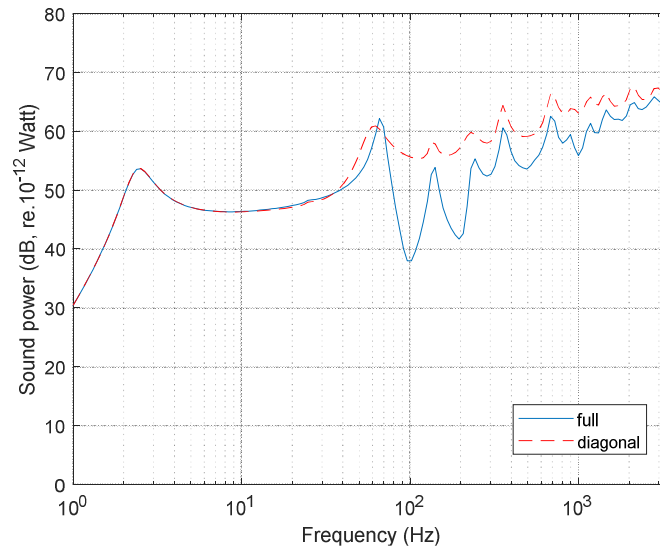


Fig. 5.18. The effects of the off-diagonal terms on the radiation power excited at (0, 0.425)m

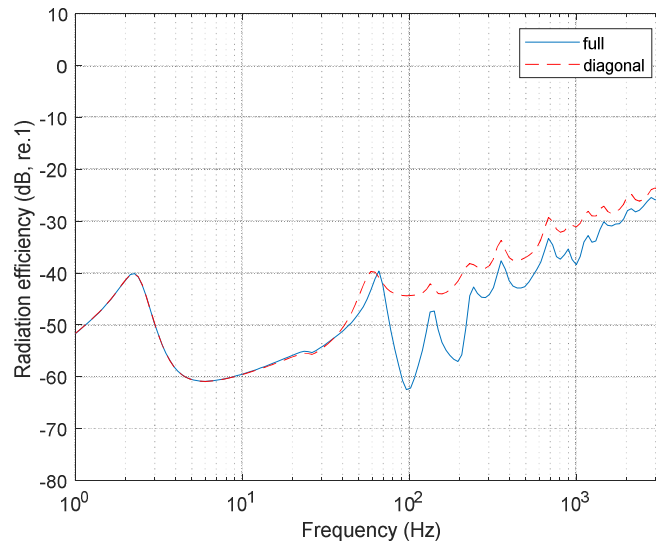


Fig. 5.19. The effects of the off-diagonal terms on the radiation efficiency excited at (0, 0.425)m

고려하여도 해석 결과에 큰 영향이 없음을 확인할 수 있다. 반면, Fig. 5.18에 나타난 방사파워의 경우, 대각항만을 고려하였을 때, 약 40Hz 이상의 주파수 대역에서 방사 음향파워가 높게 예측됨을 알 수 있다. 따라서 Fig. 5.19의 방사효율 역시 비 대각항의 영향이 약 40Hz 이상의 대역에서 크게 발생하고 있음을 볼 수 있다.

Fig. 5.18과 Fig. 5.19의 결과로부터 단일 점 하중 작용 시 접수 띠 평판의 소음 특성을 정확히 예측하기 위해서는 크로스 모드 항을 반드시 고려해야함을 알 수 있다. 저 주파수 대역에서는 크로스 모드 항의 기여가 크지 않지만, 중간 주파수 이상의 대역에서는 크로스 모드 항을 고려하지 않으면 방사소음을 약 5~10dB정도 과장되게 예측함을 확인하였다.

5.5.2 가진점 평균시 방사효율

평판의 방사효율은 식(4.30)에 정의된 것과 같이 가진점에 대한 평균이 적용되어야한다. 본 절에서는 가진점에 대해 공간 평균을 취하였을 때 방사효율에 미치는 크로스 모드의 기여도를 확인해보았다. 각각 크로스 모드 항을 고려할 때와 고려하지 않을 때의 두 경우에 대하여, 폭 방향으로 균등한 간격을 가지는 20개의 가진점을 선택해, 가진점의 위치를 옮겨가며 평판의 공간평균응답을 구한 후, 그 결과들을 가진점 개수에 대해 평균하였다. Fig. 5.20, Fig. 5.21, 그리고 Fig. 5.22에는 가진점에 대해 공간 평균을 취한 평균진동, 방사 음향파워, 그리고 방사 효율을 나타내었다.

Fig. 5.20의 평균진동에서, 크로스 모드 항을 고려하였을 때와 고려하지 않았을 때의 결과가 거의 일치함을 보아 크로스 모드 항의 기여는 무시할 수 있음을 확인하였다. 반면, Fig. 5.21에 나타난 방사파워의 경우, 두 번째 cut-on 주파수인 약 30Hz 이하의 저주파수 대역에서는 유사한 결과를 보이지만, 약 30Hz 이상의 주파수 대역에서는 크로스 모드로 인해 방사파워에 차이가 발생하였다. 즉, 크로스 모드를 포함하지 않으면 방사파워가 약 2~5dB 정도 높게 예측되었다. 따라서 Fig. 5.22에 나타난 방사효율의 경우에도 Fig. 5.21의 방사파워와 유사한 경향을 보인다.

정리하면, 진동 특성의 경우 크로스 모드 항의 기여도가 거의 없지만, 소음 특성의 경우 크로스 모드의 기여도를 무시할 수 없음을 알 수 있다.

공기와 접한 평판에서는 가진점에 대해 평균을 취할 경우 크로스 모드의 기여도가 무시 가능하였다.

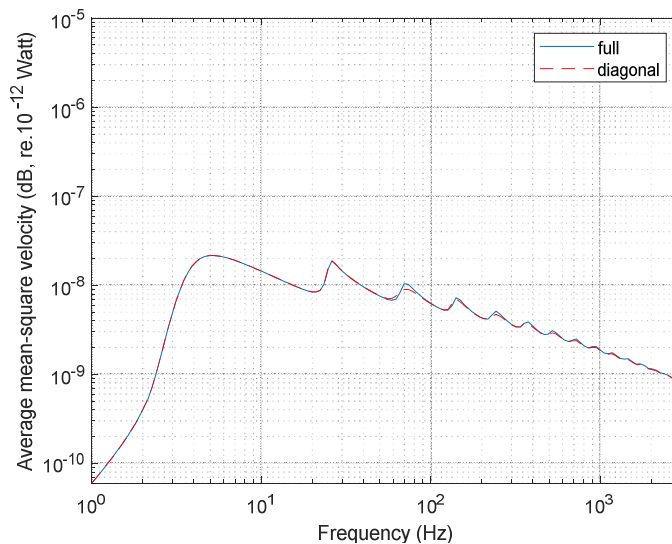


Fig. 5.20. The effects of the off-diagonal terms on the average mean-square velocity

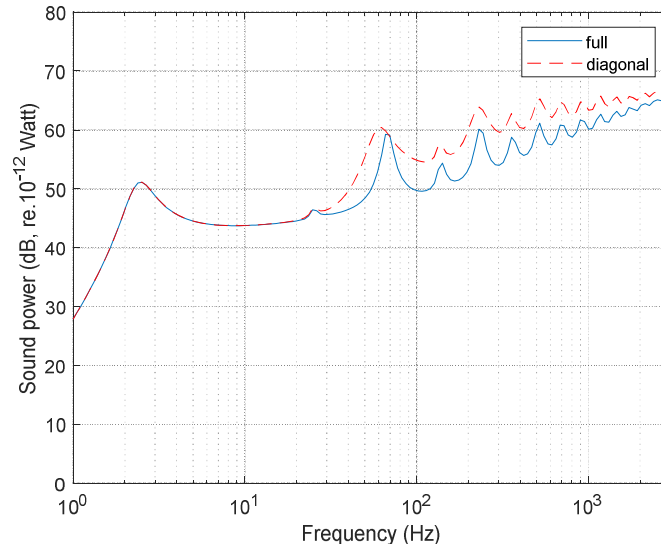


Fig. 5.21. The effects of the off-diagonal terms on the average radiation power

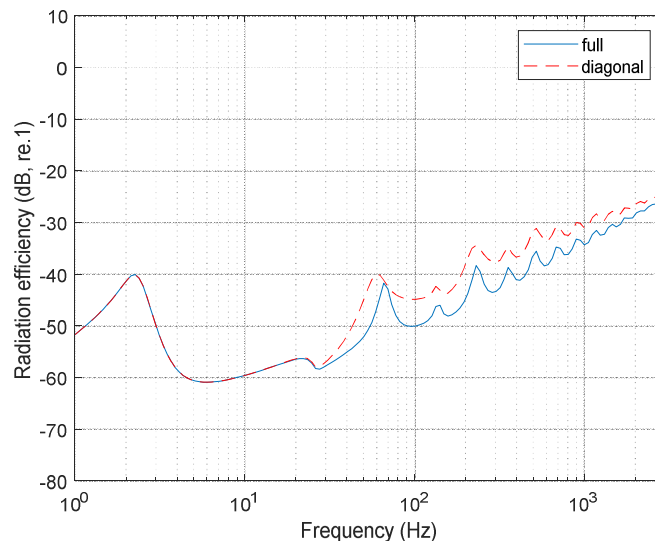


Fig. 5.22. The effects of the off-diagonal terms on the average radiation efficiency

그러나 점수 평판의 경우에는 가진점에 대한 평균을 취하여도 크로스 모드의 기여도가 사라지지 않는 것을 확인할 수 있었다. 따라서 고주파수 대역에서는 많은 크로스 모드로 인해 연산량이 크게 증가하는 문제점이 나타난다. 이 문제를 개선하고자 Kim[7]은 연성방정식의 크로스 모드 중 몇 개의 저차 크로스 모드가 판의 진동 및 소음 수준을 주로 지배한다는 것을 확인하였다. 그리고 이를 활용해 저차 크로스 항만을 이용해 근사 결과를 얻는 방법을 제시하였다. 그러나 본 연구에서는 저차 크로스 모드의 기여도에 대해 상세히 검토하지는 못하였다. 추후 크로스 항 중 결과에 크게 기여하는 저차 크로스 항의 개수에 대한 검토가 필요할 것으로 판단한다.

5.6 기존의 근사식과의 비교

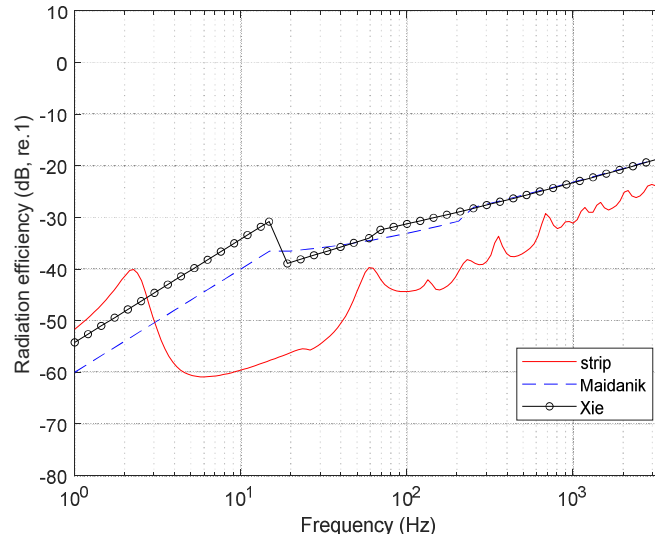


Fig. 5.23. Comparison of radiation efficiency (strip plate, Xie's Eq, Maidanik's Eq.)

Maidanik(2.31)과 Xie(4.31)의 근사식은 공기 중 방사효율에 대한 근사식이지만, 비교를 위해 이들 근사식에 물의 물성을 적용해 방사효율을 구하고 본 연구에서 수행한 접수 띠 평판의 방사효율과 Fig. 5.23에 비교하였다. Xie와 Maidanik의 근사식에 물의 물성을 적용하는 경우 방사효율은 실제보다 과장되게 예측되며, 최대 약 30dB 정도 차이가 나는 것을 확인할 수 있다. 또한, 근사식에서는 첫 번째 cut-on 주파수 역시 정확히 예측하지 못함을 알 수 있다. 즉, 공기 중 평판에서 구한 근사식에 단순히 물의 물성만을 적용하는 것은 물에 의한 연성 효과를 정확히 반영하지 않은 것과 같기 때문에 신뢰성 있는 결과라고 할 수 없다. 그러므로 Xie와 Maidanik의 근사식을 사용해 접수 띠 평판의 방사효율을 예측해서는 안 된다. 따라서 접수 사각 평판, 그리고 접수 띠 평판의 방사효율을 정확히 표현할 수 있는 새로운 근사식의 정립이 요구된다.

6장. 결 론

본 연구에서는 접수 사각평판에 파수 영역 기법을 적용하여 물과 접한 띠 평판의 방사효율을 도출하고자 하였다. 이를 위해 먼저 사각평판, 접수 사각 평판, 띠 평판의 진동 및 소음 특성을 검토하였다. 띠 평판 해석에서는 평판을 도파관 구조물로 단순화시켜 해석하는 파수 영역 기법을 적용하였다. 즉, 무한 띠 평판을 미소 폭을 가지는 띠 평판들이 평행하게 연결된 것으로 보고 미소 폭을 가지는 선 음원의 소음방사 문제로 접근하여 무한 띠 평판에서 방사되는 음압을 구하였으며, 이를 통해 띠 평판의 진동과 소음 특성을 살펴보았다. 마지막으로 본 연구의 주제인 접수 띠 평판에 대해 정식화를 수행하고 파수 영역 해석을 통해 진동 및 소음 특성을 평가하였다.

자유 진동 해석을 통해 접수 띠 평판의 분산선도를 도출하여 띠 평판의 파동 전파 특성을 확인할 수 있었다. 점 하중이 작용할 때의 평판의 각 모드의 계수를 파수 영역 기법을 통해 획득하고, 이를 이용하여 접수 띠 평판의 진동 및 소음 특성을 획득할 수 있었다. 물의 유체 하중 효과 및 접수에 의한 감소로 인하여 평균진동이 감소하였으며 소음 특성들의 경향이 변화하였다. 평판의 두께, 감쇠손실계수가 평판에 미치는 영향을 확인할 수 있었으며, 공기와 접한 경우와 비교하여 물의 효과 또한 확인하였다.

또한, 접수 띠 평판의 진동 및 소음 특성에서 크로스 모드 항의 기여를 확인하였다. 평균진동에서 크로스 모드 항의 영향은 크지 않음을 확인하였지만, 소음 특성에서 크로스 모드 항의 기여를 무시할 수 없음을 알 수 있었다. 또한, 공기 중에서는 가진점 평판을 통해 크로스 모드의 기여를 무시할 수 있었지만, 물에서는 크로스 모드의 효과를 무시할 수 없음을 확인했다. 이에 따라, 접수 띠 평판의 소음 특성 해석에서 크로스 모드 항을 반드시 고려해야함을 알 수 있다.

모드방법을 이용한 사각 접수 사각평판의 진동 및 수중방사소음 해석 시 모드의 개수가 많은 고주파수 대역에서는 연산량이 증가하여 연산에 많은 시간이 소요되는 어려움이 있다. 이에 본 연구에서는 폭 방향으로 유한한 길이를 가지며 길이 방향으로 무한한 길이를 가지는 접수 평판에 파수 영역 기법을 적용하여 이론 해석을 진행하였다. 물에 접한 판은 유체와 구조의 연성 거동을 동시에 풀어야 정확한 방사효율을 구할 수 있는데, 이에 파수 영역 기법을 적용하였다. 그 결과, 접수 평판의 진동 및 소음 해석을 위해 필요한 4중적분을 2중적분으로 낮추어 연산량을 크게 줄일 수 있었다. 그리고 이로 인해 고주파수 대역 소음 해석이 비교적 적은 연산량으로도 가능하였다. 따라서, 이러한 방법론을 적용한다면 선체 외판 등 큰 길이비를 가지는 평판에 대해 적은 연산으로도 고주파수 대역까지 정확한 이론적 해석을 수행할 수 있을 것으로 예상된다.

본 연구에서는 접수 띠 평판에 점 하중이 외력으로 작용할 때의 진동 및 소음 특성을 계산하였다. 추후 연구로 점 하중이 아닌 음파가 외력으로 작용할 때의 접수 띠 평판의 진동 및 소음 특성을 계산하고, 그 결과를 바탕으로 접수 보강 평판의 진동 및 소음 특성에 대한 이론적 해석을 진행할 것이다. 본 연구에서는 검토하지 못했던 크로스 항 중 결과에 크게 기여하는 저차 크로스 항의 개수에 대한 추후 연구가 필요하다. 또한, Xie와 Maidank의 근사식은 접수 평판의 방사효율을 정확히 예측하지 못함을 확인하였다. 유체에 의한 연성 효과를 정확히 고려한 접수 평판을 위한 근사식에 대한 연구가 추후 필요하다.

참고 문헌

- [1] G. Maidanik, Response of Ribbed Panels to Reverberant acoustic fields, *Journal of Acoustical Society of America*, 34 (1962) 809–826.
- [2] F. G. Leppington, E. G. Broadbent, K. H. Heron, The Acoustic Radiation Efficiency of Rectangular Panels, *Proceedings of the Royal Society London A*, 382 (1982) 245–271.
- [3] W. L. Li, An Analytical Solution for the Self- and Mutual Radiation Resistances of a Rectangular Plate, *Journal of Sound and Vibration*, 245 (1) (2001) 1–16.
- [4] I. L. Ver, C. I. Holmer, in: L. L. Beranek (Ed.), *Noise and Vibration Control*, McGraw-Hill, New York, (1971) 287–296.
- [5] G. Xie, D. J. Thompson, C. J. C. Jones, The Radiation Efficiency of Baffled Plates and Strips, *Journal of Sound and Vibration*, 280 (2005) 181–209.
- [6] I. Prasetyo, Investigation of Sound Transmission in Lightweight Structures Using a Waveguide Finite Element/Boundary Element Approach, Ph. D. thesis, University of Southampton, UK(2012).
- [7] 김현실, 김재승, 김봉기, 김상렬, 저차 크로스모드를 고려한 단순지지 사각 접수 평판의 방사효율 해석, *한국소음진동공학회논문집*, 22(8), (2012) 800–807
- [8] Z.Chang, J.Fan, B.Wang, W.Tang, Radiation efficiency of submerged rectangular plates, *Applied acoustics*, 73, (2012) 150–157,
- [9] 이종호, 조대승, Mindlin 판 이론을 적용한 단순지지 단면 접수평판의 음향방사효율 수치해석, *대한조선학회논문집*, Vol. 55, No. 4, (2018) 281–288,
- [10] F. Fahy and P. Gardonio, *Sound and Structural Vibration: Radiation, Transmission and Response*, 2nd edition, Academic Press, London(2006).
- [11] L. Cremer, M. Heckel and B. A. T. Petterson, *Structure-Borne Sound*, 3rd edition, Springer, Berlin(2005).
- [12] L. Rayleigh, *The Theory of Sound*, 2nd Edition, (1896) (reprinted by Dover, New York, 1945).
- [13] C.E. Wallace, Radiation resistance of a rectangular panel, *Journal of the Acoustical Society of America* 51, (1972) 946–952,

- [14] 김형준, 도파관유한요소/경계요소법을 이용한 무한길이 보강 띠 평판의 소음 및 진동해석, 석사 학위 논문, 울산대학교 (2014)
- [15] Atalla, N. and Berry, A., Acoustic Radiation from a Coupled Planar Semi-Complex Structure in Heavy Fluid, Journal of Ship Research, Vol. 38, No.3 (1994) 213-224,
- [16] W.L. Li & Gibeling, H.J., Determination of the mutual resistances of a rectangular plate and their impact on the radiated sound power, Journal of Sound and Vibration, 229(5), (2000) 1213-1233,
- [17] Lawrence E. Kinsler, Fundamentals of Acoustics, 4th ed. (2000), New York: JOHN WILEY & SONS, INC.
- [18] Nilsson, C.-M. and C.J.C. Jones, Theory manual for WANDS 2.1, ISVR technical memorandum No.975, University of Southampton, UK(2007).

Abstract

Large structures such as ships and marine structures consist of many plates. Due to stricter regulations on the marine environment, standards on the underwater radiated sound are also being introduced to ships. In the case of warships, reliable prediction scheme for underwater radiated sound is required because it is directly related to the detection performance and viability. In order to interpret the vibro-acoustic features of such structures, it is necessary to understand the characteristics of the fluid coupled plate in water. However, in conventional modal approach, the plate structure has a huge of modes at high frequencies so that it has a limitation for high frequency analysis, especially for fluid coupled structure. As an alternative, statistical energy analysis(SEA) is widely used for vibro-acoustic problems of plate structure in high frequency. SEA is used for calculation of the radiation efficiency of the plate in water but it was not clearly identified for plates in water, so an accurate theoretical derivation of the radiation efficiency of the fluid coupled rectangular plate in water is required. Quadruple integration is required for vibro-acoustic analysis of reinforced rectangular plates in water using the modal method. However, in a high frequency band with a large number of modes, it takes a lot of time to calculate the quadruple integration.

So, in this thesis, as an attempt to overcome the difficulty in high frequency analysis of the fluid-coupled plates, The wavenumber domain approach (a method of simplifying and treating the plate with a infinite waveguide structure) is applied. At high frequencies, rectangular plate could be divided into several be a strip plates due to the influence of reinforcement. In this case, quadruple integration can be simplified to double integration in each strip plate and it makes the calculation easier.

In chapter 2, the studies on the rectangular plate in water are reviewed and the characteristics of vibration and radiation noise examined through reproduction of the results. In chapter 3 the studies on the fluid-coupled plate are reviewed, and the literature data on the reception square plate, identifies the vibro-acoustic characteristics examined through reproduction of results, and limitations of previous studies attempted to analyze high frequency bands are checked. Chapter 4 summarizes previous studies about simply supported infinite strip plate. The vibro -acoustic characteristics of the infinite strip plate are examined using the wavenumber domain approach. In chapter 5, for analysis for strip plates in water, theoretical formulation are derived. Dispersion diagram of strip plate in water is obtained, and vibro-acoustic characteristics are derived through the forced vibration analysis. Effects of water are checked through the comparison with results of plate in air, and checked the contribution of the cross mode terms. In terms of vibration characteristics, the contribution of the cross mode could be ignored, but in terms of noise characteristics, it was confirmed that the contribution of the cross mode term could not be ignored. In addition, it was confirmed that calculating by adding water properties to Xie's approximation was not a reliable result, and it was confirmed that a new approximation is required to accurately express the radiation efficiency of the fluid-loaded strip plate.