



中国科学院大学  
University of Chinese Academy of Sciences

## 博士学位论文

水下声学材料宽频降噪机理与性能优化研究

作者姓名: \_\_\_\_\_ 刘瑞霞 \_\_\_\_\_

指导教师: \_\_\_\_\_ 王育人 研究员 \_\_\_\_\_

\_\_\_\_\_ 中国科学院力学研究所 \_\_\_\_\_

学位类别: \_\_\_\_\_ 工学博士 \_\_\_\_\_

学科专业: \_\_\_\_\_ 一般力学与力学基础 \_\_\_\_\_

培养单位: \_\_\_\_\_ 中国科学院力学研究所 \_\_\_\_\_

2021年6月

**Research on broadband noise reduction mechanism and  
performance optimization of underwater acoustic material**

**A dissertation submitted to  
University of Chinese Academy of Sciences  
in partial fulfillment of the requirement  
for the degree of  
Doctor of Philosophy  
in General and Fundamental Mechanics**

**By**

**Liu Ruixia**

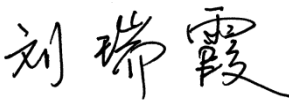
**Supervisor: Professor Wang Yuren**

**Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences**

**June 2021**

**中国科学院大学**  
**研究生学位论文原创性声明**

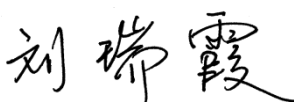

本人郑重声明：所呈交的学位论文是本人在导师的指导下独立进行研究工作所取得的成果。尽我所知，除文中已经注明引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的研究成果。对论文所涉及的研究工作做出贡献的其他个人和集体，均已在文中以明确方式标明或致谢。

作者签名：  
日期：2021年6月9日

**中国科学院大学**  
**学位论文授权使用声明**

本人完全了解并同意遵守中国科学院有关保存和使用学位论文的规定，即中国科学院有权保留送交学位论文的副本，允许该论文被查阅，可以按照学术研究公开原则和保护知识产权的原则公布该论文的全部或部分内容，可以采用影印、缩印或其他复制手段保存、汇编本学位论文。

涉密及延迟公开的学位论文在解密或延迟期后适用本声明。

作者签名： 日期：2021年6月9日  
导师签名： 日期：2021年6月9日



## 摘要

水下声学材料在海洋噪声控制、声波探测、声信号通讯，声隐身技术等方面发挥着重要作用。海洋噪声污染日益严重、声隐身技术飞速发展的形势，对水下声学材料的综合性能提出了更高的要求。本文主要针对水下航行器的振动噪声问题，通过理论计算、建模仿真与实验测试，开展了水下声学材料结构设计优化、吸声机制与隔振降噪机理研究，取得了静水压力下宽频强吸声机制及宽频强隔振等研究成果，为获得新一代减振降噪技术奠定基础。

本文通过研究多层阻抗梯度变化吸声材料的阻抗分布规律，提出了一种水声材料阻抗梯度设计方案。在多层阻抗梯度变化的材料声学传输模型基础上，进行 200-11000Hz 频段的吸声实验测试与数值计算研究。结果表明，斜入射时材料吸声性能更优。通过分析材料在声场中的位移与水介质声压分布，本文揭示了声波斜入射优于正入射的吸声机制，为水下声学材料的宽频吸声设计提供了理论参考。

在上述研究基础上，为了实现吸声材料对声波方向具有较好鲁棒性以及针对水下吸声材料轻质化，本文设计了一种空心声子木堆，首先利用有限元法建立了空心声子木堆的声学传输模型，再进行空心声子木堆水下吸声影响因素研究，并结合实验开展空心声子木堆的吸声机理研究，实验测试与计算结果表明，空心声子木堆在 500-6000Hz 频段内平均吸声系数达到 0.8 以上，能够实现轻质、宽频强吸声的良好水下降噪性能。

在实现轻质、宽频强吸声后，针对水下吸声材料耐压的工况需求，本文设计了连通水域的空心声子木堆，并研究空心声子木堆和实心声子木堆在不同静水压力下的吸声性能。实验结果表明，同样材质的空心声子木堆在静水压力下吸声优于实心声子木堆，空心声子木堆实现了在 3.0MPa 静水压力下吸声系数达到 0.8 以上的良好吸声性能。

在上述轻质、宽频、耐压强吸声研究基础上，本文从嵌入不同轴向的空气孔隙结构与提高组分材料的损耗因子两个角度，建立相应的声学传输模型，并开展空心声子木堆低频吸声性能的优化研究。计算结果表明，通过嵌入纵空气孔隙和提高软包覆层及基体的粘性均可获得 500-800Hz 整个频段的高吸声（吸声系数达到 0.9 以上）的水下声学材料吸声模型，这为设计研制耐静水压宽频强吸声的水

下声学材料提供了理论支撑。

在实现轻质、低频、宽带、耐压强吸声的研究基础上，本文进一步通过减少噪声辐射源（如机械设备）振动的方法来降低辐射噪声，即采用声子玻璃和弧形衔接结构设计了一种新型轻质阻尼基座，然后用加速度振级落差表征其隔振性能，开展了不同设备激励下的基座隔振性能试验研究。结果表明，阻尼基座在 20-10000Hz 的频率范围具有显著的隔振效果，相较于同尺寸钢制基座，阻尼基座的振动落差总级为 12.93-14.53dB。因此，研究结果充分验证了本文设计的轻质阻尼基座具备高强度、高阻尼、宽频隔振的性能，在舰船机械设备等的减振降噪领域具有广泛的潜在应用价值。

另外，针对二维声学拓扑谷态传输中的调谐与亚波长结构问题，本文分别设计了 matryoshka 结构、类石墨烯结构和阿基米德螺旋结构，前者通过旋转结构内外层实现调谐，后两者则实现了亚波长 Dirac 锥和边界态。

总之，本文基于水下宽频降噪的工程需求与具体科学问题，从吸声和隔振两个角度开展了对水声材料降噪机理的研究：在吸声降噪方面，本文设计了轻质、耐压、低频宽带强吸声水声材料，并进行相应吸声机理研究；在隔振方面运用水声超材料设计轻质、宽带、高强度阻尼隔振基座，为获得新一代减振降噪技术提供新的研究思路。

**关键词：**宽频降噪，耐压，水下吸声，空心声子木堆，阻尼隔振基座

## Abstract

Underwater acoustic materials play an important role in Marine noise control, acoustic detection, acoustic signal communication, acoustic stealth technology and so on. With the increasingly serious Marine noise pollution and the rapid development of acoustic stealth technology, higher requirements are put forward for the comprehensive performance of underwater acoustic materials. Aiming at the vibration and noise problems of underwater vehicles, the structural design optimization of underwater acoustic materials, sound absorption mechanism and noise reduction mechanism are researched by the methods of theoretical calculation, modeling and simulation and experimental testing. The mechanism of strong broadband sound absorption and strong broadband vibration isolation under hydrostatic pressure are obtained, which lays the foundation for acquisition of a new generation of vibration and noise reduction technology.

In this paper, the multilayer impedance change of gradient distribution of the impedance of the absorption material is investigated, and a kind of acoustic impedance gradient materials design is proposed. A acoustic transmission model of the multilayer material with impedance gradient changing is investigated by the experiment in the frequency of 200-11000Hz of acoustic test and numerical research. The results show that the sound absorption performance of the material is better when the incident is oblique. Through analyzing the displacement of the material in the sound field and the distribution of sound pressure in water medium, it is revealed that the acoustic absorption mechanism of oblique incidence is better than normal incidence, which provides a theoretical reference for the design of broadband acoustic absorption of underwater acoustic materials.

Multilayer material absorption coefficient affected by sound wave incident direction, in order to achieve the sound absorbing material for acoustic direction has good robustness, and the working condition of an underwater sound-absorbing material demand, this paper designs an hollow local resonance woodpile (HLRW), and the HLRW was established based on finite element method (FEM) of acoustic transmission model, on the basis of analysis of the HLRW of underwater sound-absorbing effect factors, Combined with experiments, the sound absorption mechanism of the hollow hollow woodpile was studied. The experimental test and calculation results show that the average sound absorption coefficient of the HLRW is above 0.8 in the frequency band of 500-6000Hz, and the good underwater sound absorption performance of the HLRW with strong light and wide band is realized.

In order to meet the requirement of strong sound absorption of underwater acoustic materials under high hydrostatic pressure, the HLRW of connected water area is designed in this paper, and the sound absorption performance of HLRW and SLRW under different hydrostatic pressure is studied. The experimental results show that the sound absorption of HLRW with the same material is better than that of SLRW under hydrostatic pressure, and the sound absorption coefficient of HLRW reaches more than 0.8 under hydrostatic pressure of 3.0MPa.

On the basis of the above research on the strong sound absorption under light weight and wide band pressure, the corresponding acoustic transmission model is established, and the optimization research on the low frequency sound absorption performance of HLRW is carried out from the perspectives of the air cavity structure embedded in different axial directions and the improvement of the loss factor of component materials. The calculation results show that by embedding the longitudinal air cavity and improving the viscosity of the soft coating and the substrate, the sound absorption model of the underwater acoustic material with high sound absorption coefficient (above 0.9) in the whole frequency band of 500-800Hz can be obtained, which provides a theoretical support for the design and development of the underwater acoustic material with wide frequency and strong sound absorption resistance to hydrostatic pressure.

In the implementation of lightweight low-frequency broadband under the pressure of the strong absorption of research, on the basis of further study to reduce radiation noise by reducing the noise sources, such as mechanical equipment vibration, phonon glass and curved cohesive structure in this paper are used to design a new type of light damping base, then the vibration acceleration level drops are used to characterize the performance of vibration isolation, The vibration isolation test of the base under different equipment excitation is studied. The results show that the damping base has a significant vibration isolation effect in the frequency range of 20-10000Hz, and the total vibration drop can reach 12.93-14.53dB compared with the steel base of the same size. Therefore, the research results fully verify that the lightweight damping base designed in this paper has the performance of high strength, high damping and wide frequency vibration isolation, and has a wide range of potential application value in the field of vibration and noise reduction of ship mechanical equipment.

In order to solve the problem of tuning and sub-wavelength structure in the transmission of two-dimensional acoustic topology valley states, the Matryoshka structure is designed, which is tuned by rotating the inner and outer layers of the structure, and the graphene like structure and Archimedean helical structure is



designed to realize sub-wavelength Dirac cone and boundary state.

Therefore, based on the engineering requirements and specific scientific problems of underwater broadband noise reduction, the noise reduction mechanism of underwater acoustic materials has been studied from the perspectives of sound absorption and vibration isolation. In terms of sound absorption and noise reduction, lightweight, pressure-resistant, low-frequency and wide-band strong sound absorption underwater acoustic materials have been designed in this paper and the corresponding sound absorption mechanism has been studied. In the aspect of vibration isolation, underwater acoustic metamaterials are used to design lightweight, broadband, high damping and high strength vibration isolation base, which provides a new research idea for obtaining a new generation of vibration and noise reduction technology.

**Key words:** broadband noise reduction, hydrostatic pressure resistance, underwater sound absorption , hollow local resonance woodpile, damping base of vibration isolation



第 1 章 绪论.....	1
1.1 引言 .....	1
1.2 研究目的与意义 .....	1
1.3 水下吸声材料的研究进展 .....	3
1.3.1 均质粘弹性基吸声材料.....	4
1.3.2 声学结构复合吸声材料.....	9
1.3.3 声学超材料.....	18
1.4 机械设备隔振基座研究进展 .....	26
1.5 目前存在的问题 .....	27
1.6 研究内容 .....	28
1.6.1 主要研究内容.....	28
1.6.2 研究思路.....	29
第 2 章 声学理论计算与实验研究方法 .....	31
2.1 引言 .....	31
2.2 阻抗梯度变化声学理论 .....	31
2.3 有限元计算方法 .....	34
2.3.1 二维声子晶体能带结构计算.....	34
2.3.2 三维声子晶体能带结构计算.....	40
2.3.3 声学传输计算方法.....	45
2.3.4 结构拓扑优化计算方法.....	49
2.4 实验方法 .....	51
2.4.1 材料的组分选择及原料.....	51
2.4.2 材料制备的仪器设备.....	52
2.4.3 材料制备的工艺流程.....	52
2.4.4 材料的声学测试方法.....	52
2.4.5 材料的力学测试方法.....	53
2.5 小结 .....	54
第 3 章 多层阻抗梯度变化材料的吸声机理研究 .....	55

3.1 引言 .....	55
3.2 多层阻抗梯度材料研究与制备 .....	55
3.3 多层阻抗梯度材料声学特性测试 .....	58
3.4 多层阻抗梯度材料阻抗分布 .....	61
3.5 阻抗梯度变化吸声材料测试结果与讨论 .....	64
3.5.1 声波正入射材料的吸声性能 .....	64
3.5.2 声波斜入射材料的吸声性能 .....	65
3.5.3 两种入射下材料吸声性能的对比分析 .....	66
3.6 声波正/斜入射阻抗梯度变化吸声材料的吸声机理研究 .....	67
3.7 小结 .....	72
<b>第 4 章 空心声子木堆吸声机理与性能优化研究 .....</b>	<b>75</b>
4.1 引言 .....	75
4.2 空心声子木堆的声固耦合传输模型 .....	75
4.3 空心声子木堆吸声性能的影响因素研究 .....	78
4.3.1 组分材料对空心声子木堆吸声性能的影响 .....	78
4.3.2 晶格结构对空心声子木堆吸声性能的影响 .....	80
4.3.3 软包覆层模量对空心声子木堆吸声性能的影响 .....	81
4.3.4 基体模量对空心声子木堆吸声性能的影响 .....	82
4.3.5 包覆层粘性对空心声子木堆吸声性能的影响 .....	83
4.3.6 振子材料对空心声子木堆吸声性能的影响 .....	84
4.3.7 管壁厚度对空心声子木堆吸声性能的影响 .....	85
4.3.8 共振子接触状况对空心声子木堆吸声性能的影响 .....	86
4.3.9 声波入射角对空心声子木堆吸声性能的影响 .....	88
4.4 空心声子木堆吸声机理研究 .....	89
4.4.1 实验结果对比 .....	90
4.4.2 空心声子木堆吸声机理分析 .....	94
4.5 空心声子木堆吸声性能优化研究 .....	97
4.6 小结 .....	101
<b>第 5 章 轻质高强度阻尼基座设计与隔振性能研究 .....</b>	<b>103</b>
5.1 引言 .....	103
5.2 基座设计与优化 .....	103

---

5.2.1 声子玻璃.....	103
5.2.2 基座结构设计与优化.....	105
5.3 实验制备 .....	109
5.4 隔振性能表征与测试 .....	110
5.4.1 数据采集与分析.....	110
5.4.2 隔振性能测试.....	111
5.5 结果与讨论 .....	112
5.5.1 水泵激励基座隔振测试结果与讨论.....	112
5.5.2 激振机激励基座隔振测试对比结果与讨论.....	117
5.6 小结 .....	121
<b>第 6 章 声学拓扑谷态传输研究 .....</b>	<b>123</b>
6.1 引言 .....	123
6.2 基于 matryoshka 结构的可调谐 Dirac 锥声拓扑绝缘体 .....	124
6.2.1 单层 matryoshka 结构.....	124
6.2.2 双层 matryoshka 结构.....	127
6.3 类石墨烯结构的亚波长谐振腔声拓扑绝缘体 .....	129
6.3.1 亚波长声谷涡旋.....	131
6.3.2 亚波长拓扑谷边界态.....	131
6.3.3 亚波长拓扑谷自旋传输的鲁棒分析.....	133
6.4 阿基米德螺线结构 .....	134
6.4.1 亚波长声谷涡旋.....	136
6.4.2 亚波长拓扑谷边界态.....	137
6.5 本章小结 .....	139
<b>第 7 章 总结与展望 .....</b>	<b>141</b>
7.1 主要结论 .....	141
7.2 主要创新点 .....	142
7.3 研究展望 .....	143
参考文献.....	145
致 谢.....	163

个人简介及攻读学位期间发表的学术论文与研究成果 .....167

## 第 1 章 绪论

### 1.1 引言

海洋在当今世界不仅是人类开发地球资源的重点对象,也是各国国防军事的主战场之一。由于声波在水中以纵波形式传播,纵波衰减慢可以进行远距离传播,而且频率越低,声波在水下衰减越少,传输的距离越远<sup>[1]</sup>,所以常用声波作为信息载体对海洋环境进行探测、识别、通讯等水下作业活动。随着人类对海洋探测的不断深入,各种海洋工程的机械设备在作业过程中辐射声波导致非自然声音的海洋噪声污染也日趋严重,甚至造成信号干扰<sup>[2]</sup>,尤其是水下航行器辐射的低频声波与一些体型较大的海洋生物发出的声波频率相近,导致了海洋生物对信息的误判甚至自杀行为<sup>[3][4]</sup>。其中,声呐使用低频声波(传播距离远、不易被衰减、不易被吸收)进行探测对水下航行器提出更高的隐身要求<sup>[5][6]</sup>。

可见,无论是降低海洋噪声还是提高水下航行器的隐身性能,都需要对海洋中振动噪声进行降噪处理,尤其是低频范围的噪声,加上复杂的海洋环境,使得降噪难上加难。因此,本文从水下降噪的工程背景出发,基于低频(0.5-6kHz)声波长、水声速大、衰减难及机械振动噪声辐射源,开展水下声学材料的低频宽带降噪机理与性能优化研究。

### 1.2 研究目的与意义

水下吸声材料可用于吸声覆盖层(或消声瓦),如图 1.1 所示,其吸声性能是衡量水下航行器在海洋中自隐身能力的关键性指标之一。隐身技术对于提高水下航行器的隐蔽性、生存率和突然打击力具有重要作用。影响其隐身性的主要因素包括有航行器的外结构线型、辐射噪声、航行过程中引起的磁场扰动、体温与海水温差造成的红外特征等,针对不同因素的隐身技术逐步发展起来。由于水下航行器的活动范围主要在水下进行,声隐身技术成为潜艇在海洋水下活动时的最重要的隐身技术。因此,能对自噪声和声呐辐射声波进行有效吸收则标志着潜艇具有更强的隐身能力,并在降噪的同时掌握作战的主动权。

声隐身技术的目的是使潜艇规避掉来自各方的水声威胁,这些水声威胁随着科技的发展与日俱增,主要包括潜艇自身向外辐射的噪声和外来探测声波遇到该

潜艇后被反射而辐射出的声波这两部分。其中辐射噪声主要包括有来自艇体内部机械设备振动等产生的噪声、艇体外壳体水动力产生的噪声和螺旋桨转动的流水噪声<sup>[6]</sup>。这些噪声声波会由艇体表面不断地向水中辐射出去，声波被探测到的可能性很大。另外，来自该潜艇之外的如非合作方声呐发射的探测声波，当遇到潜艇表面而部分被反射回水中，易被非合作方发现。可见潜艇表面涂覆一层水下吸声材料可以大大降低这些“多余”声波。

水下吸声材料涂敷在水下航行器表面就是水下吸声覆盖层，它吸收水中“多余”声波的吸声机制需要满足最基本的两个条件：一个是水下吸声材料在与水相接触的材料表面需要与水的声学特性阻抗相匹配，这样水中声波就可以进入材料中，减少反射声波，降低被非合作方声呐探测到的概率；另一个是声波进入水下吸声材料后能被尽可能多地消耗掉，即需要水下吸声材料具有强的吸声耗能机制。最大化地同时满足这两个条件的水下吸声材料更加有利于水下航行器的声隐身性能。水下吸声材料除了可以应用于海洋中实现水下航行器声隐身，还可以应用在海洋中的其他机械设备或机械平台上吸收海洋中机械噪声，从而减少海洋的噪声污染。另外，由于空气和水都是流体，声波从流体进入材料后的吸声机制是相同的，因此在当今噪声污染严重的空气环境中，新型的水下吸声材料的设计与开发不仅适用于水环境中吸声的功用，还可以类比设计出适用于空气介质的吸声材料，降低空气噪声污染。

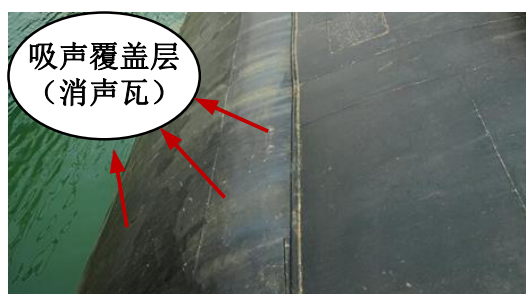


图 1.1 吸声覆盖层局部实物图

Figure 1.1 A partial physical view of the acoustic absorbing cladding

总而言之，在苛刻的海洋水声环境中，研发出适用于海洋工况的水下吸声材料，不仅对于水下航行器隐身具有重要意义，而且有助于开发出降低空气和海洋噪声污染的吸声材料。但是，目前水下吸声材料在研发中存在以下几个吸声问题需要得到进一步的改善：低频吸声性能、拓宽水下吸声材料的低频吸声范围、减



轻材料的重量来实现静水压力下水下吸声材料的低频宽带强吸声性能。本文基于以上这三个科学问题来设计和研发低频宽带强吸收的新型水下吸声材料，并研究其吸声机理，另外针对机械设备振动辐射噪声设计研制新型宽频隔振基座，为水下吸声材料的开发和应用提供理论支撑。

### 1.3 水下吸声材料的研究进展

水下吸声材料布置于水下航行器的壳体外表面，即通常被称作吸声覆盖层或消声瓦，目的是吸收自噪声和声呐声波，以减少自身的辐射噪声和对声呐声波的反射，从而提高其水下隐身性能。水下吸声材料伴随着这种水下声隐身技术的需求从诞生到发展经历了不断的科学研究到工程应用的发展。

水下吸声材料从不同的角度可以划分为不同类别<sup>[7]</sup>。如从材料的成分组元来看，水下吸声材料可分为单组元和多组元两种，或称为纯媒质和非纯媒质<sup>[8][9]</sup>，其中纯媒质的吸声原理是粘滞、热传导以及媒质的微观过程引起的弛豫效应等，非纯媒质如粘弹性材料基体中填充有一些无机颗粒等，由于颗粒和媒质做相对运动的摩擦损耗，以及颗粒随声波的散射引起的附加的能量耗散；从材料的吸声频率范围来看可分为低频、中频和高频的三种吸声材料；从材料的结构形式来看可分为均质分布结构、周期分布结构、复合型组合结构等具有一定声学结构的吸声材料；从吸声原理角度来看，如按照是否服从质量作用原理<sup>[7][8]</sup>可将吸声材料分为两类，一类是符合质量作用原理的传统吸声材料，随着吸收声波的频率降低声波越长，要想吸收更多声波，需要在声波入射方向增加吸声材料的厚度，另一类是打破质量作用原理的新型吸声材料，如2000年的刘正猷提出的局域共振声子晶体<sup>[10]</sup>。

本文按照吸声机理的大致发展脉络，将水下吸声材料按照如表1.1所示的四个阶段四大类，从（1）橡胶等粘弹性材料与水的声学特性阻抗相匹配，依靠纯粘弹性材料内部所固有的粘滞/热传导/弛豫效应声波衰减机制，发展到（2）在倾向于微观层面混合不同组分的聚合物或填充微小固体颗粒/气孔等加大内部的粘滞/热传导/弛豫效应声波衰减机制，然后从减小声波反射角度研制同时满足阻抗匹配且变化与声波内耗的声学复合结构材料，但是这些吸声机理由于侧重微观层面，难以对声波衰减实现调控，（3）声子晶体的出现，使得吸声能够在宏观人工周期结构层面进行一定频率范围的调控，但低频吸声受到质量密度定律的局限性，

局域共振声子晶体出现则实现了小尺寸控制大波长即低频声波的调控,但低频带隙较窄使得声波衰减不能实现宽带吸声,因此,(4)组合不同吸声机制的超材料不断优化其吸声性能。具体的关于侧重于水下吸声材料的研究进展详见下文的概述。

表 1.1 水下吸声材料分类与进展

Table 1.1 Classification and progress of underwater sound absorbing materials

吸声材料	阶段一 (1950 前)	阶段二 (1950s-2000)	阶段三 (2000-2018)	阶段四 (2009-至今)
材料组分	单组分	二组分	多组分	多组分
吸声结构	均一	填充/互穿/分层/阻抗渐变	声子晶体-声学超材料	组合结构-声学超材料
吸声原理	粘滞/热传导/弛豫效应	声波散射/波形转换	布拉格/局域共振带隙声衰减	宽频强吸声性能优化

### 1.3.1 均质粘弹性基吸声材料

#### 1.3.1.1 单组分粘弹性材料

粘弹性材料有很多种,如高分子材料、玻璃、陶瓷、水泥等。其中高分子材料的内耗大阻尼强,是目前工程应用最广泛的减振降噪材料<sup>[11]</sup>。传统的纯均匀粘弹性水下吸声材料,主要是指橡胶或聚氨酯等纯高分子聚合物,如常用的有丁苯橡胶、丁基橡胶、氯丁橡胶和聚氨酯弹性体<sup>[12]</sup>等,它们的密度与水接近,并且通过设计使得它们可以具有与水相匹配的声学阻抗,保证声波尽可能多地从水环境中进入这类粘弹性材料中,然后高分子链结构在声波作用下的运动特点,使得它们具有良好的声波耗能机制,从而使得橡胶和聚氨酯成为目前应用在舰艇上的两种最主要的水下吸声材料<sup>[13][14][15]</sup>。

橡胶有天然橡胶和合成橡胶两种,尽管天然橡胶与合成橡胶一样有着与水接近的声速和密度,即具备与水相匹配的声学阻抗,但由于天然橡胶和合成橡胶对声波的衰减能力差别很大,天然橡胶的声衰减能力弱于合成橡胶<sup>[15][16]</sup>,因此用于水下吸声的橡胶材料多为满足特定工况的合成橡胶。橡胶的体积模量比剪切模量大得多,杨氏模量是剪切模量的3倍左右,泊松比几乎为0.5,而且通过选

取不同的胶料即配合剂的种类和比例,这些特性有助于获取有效控制声波的特性。另外,橡胶还具有优异的物理、化学性能以及易硫化成型等特点,因此使得橡胶成为重要的水声材料<sup>[14][15][24][25]</sup>。

聚氨酯的原材料种类繁多、配方多种、可调范围大,作为一种弹性体其硬度范围低至邵尔 A10 以下,高至邵尔 D90,低高硬度分别对应着可以作为低模量的弹性材料和高抗冲击弹性材料,其弹性模量的范围约为 0.2—100MPa,聚氨酯这样的宽性能范围,在硬度和弹性模量范围下限超出了橡胶,上限几乎涵盖塑料,因而决定了聚氨酯应用非常广泛。聚氨酯的性能取决于其微观结构特征,化学结构上聚氨酯的大分子主链是由玻璃化温度低于室温的柔性链段或称软段和玻璃化温度高于室温的刚性链段或称硬段嵌段而成。通过调节反应物的比例可以改变聚氨酯中软段(占比例范围 50%—90%)和硬段(占比例范围 10%—50%)的比例,获得特定的硬度、模量和宽温域阻尼等性能的聚氨酯<sup>[12][13]</sup>。

表 1.2 粘弹性材料吸声机制

Table 1.2 Absorption mechanism of pure viscoelastic materials

橡胶吸声理论	吸收系数	备注
粘滞吸收	$a_u \approx \frac{\omega^2 r_u}{2C_0^3}$	$r_u = \frac{4u_1}{3\rho} + \frac{u_2}{\rho}$
热传导吸收	$a_n \approx \frac{\omega^2 \kappa (r_n - 1)}{2\rho C_s^3 C_v r_n}$	$r_n = \frac{C_p}{C_v}$
分子弛豫吸收	$a_r = \frac{\omega}{2C} \cdot \frac{r_r (C_{v0} - C_{v\infty}) \omega \tau}{C_{v0} (C_{v0} + r_r) + C_{v\infty} (C_{v\infty} + r_r) (\omega \tau)^2}$	$r_r = \frac{R}{M}$

作为粘弹性材料的聚合物或高分子材料兼具弹性和粘性,当声波在其中传播时,受到了机械交变应力作用,发生了弹性变形和粘性流动,声波在这个过程中得到损耗,宏观表现为声吸收,其吸声机制主要是通过粘滞摩擦、分子弛豫和热传导三种来实现。具体来讲,粘滞摩擦的吸声机制表现为,当声波进入材料受到材料的粘滞性作用产生了摩擦力使部分声能转变为热能而损耗,这是均质粘弹性材料中声波损耗的主要原因之一;另外,具有长链性和联结性的高分子链在声波作用下发生伸长或卷曲等分布状态的相对滞后的变化,这是分子弛豫过程的声波

损耗；同时声波传播于材料中引起材料介质的部分压缩和相邻部分的膨胀，在压缩和膨胀区之间有明显的温度差，从而产生热传导，使得部分声波机械能转换为热能而被损耗掉，这是热传导的吸声机制，三种吸声机制对应的声波吸收系数的经验计算公式如表 1.2 所示。其中， $\omega$  和  $\rho$  分别指声波频率和介质密度，粘滞吸收理论的  $a_u$  指粘滞吸收系数， $C_0$  指声波的速度， $u_1$  指切变粘滞系数， $u_2$  指体积粘滞系数；热传导吸声理论的  $a_n$  指热传导吸声系数， $\kappa$  指介质的热传导系数， $C_s$  指的是绝热过程中的振幅波声速， $C_v$  指等容比热， $C_p$  指介质恒压比热；分子弛豫吸收理论的  $a_r$  指分子弛豫吸声系数， $C_{v0}$  指气体有效比热， $C_{v\infty}$  指气体受压缩对外自由度能相应比热， $\tau$  指弛豫时间， $R$  指气体常数， $M$  指气体分子量。

根据无限大厚度的纯均匀材料表面对声波吸收的理论<sup>[7]</sup>如下式：

$$|r| = \sqrt{(\eta^2/4)/(4+\eta^2/4)} \approx \eta/4,$$

其中， $r$  是反射系数， $\eta$  是材料的损耗因子。由上式可以看出，材料的反射系数随着损耗因子的增大而增大，然而损耗因子过大有利于对声波的消耗，但却容易使材料和水的特性阻抗失配，反射系数增大，吸声系数下降，这样的矛盾使得纯均匀粘弹性材料的水下吸声应用受到限制。而且根据质量密度定律，纯均匀粘弹性材料尤其是在低频声波吸收上，需要具有与低频对应的长波长相当的厚度，使材料整体很笨重不便于实际应用。另外由于水的压强会随着水深增加，静水压增大对材料提出更高抗压性能，但是橡胶等纯的均匀粘弹性材料在较大的压力下，高分子链间被紧密压缩，分子之间相互运动减小，降低了其消耗声能的吸声性能。总结传统的纯均匀粘弹性材料的水下吸声主要集中在高频声波吸收<sup>[16][26]</sup>，存在的不足：（1）满足质量密度定理使得材料对低频声波吸收的应用受到限制；（2）强度小，不耐压，高压下吸声性能下降；（3）阻抗匹配与损耗因子的矛盾使得吸声性能受限。

### 1.3.1.2 多组分粘弹性复合材料

在水下吸声材料的研制与应用进程中，单一组分的纯均质吸声材料由于其吸声的频域局限性，于是发展出了不同高分子材料共混或采用共聚、互穿网络等的粘弹性吸声材料<sup>[22]</sup>，20 世纪六十年代 Millar 首次合成出双重聚苯乙烯（双重聚

苯乙烯 Polystyrene, 缩写为 PS/PS) 互穿聚合物网络, 并提出互穿聚合物网络 (Interpenetrating polymer network, 缩写为 IPN) 这一概念, 后来在七十年代, Sperling 指出半相容的 IPN 在减振降噪上具有潜在用途<sup>[27]</sup>。互穿聚合物网络 (IPN) 是由多种聚合物通过大分子链交联形成网络互锁环接而成的新聚合物, 拓宽了单一组分聚合物材料的玻璃化温度 ( $T_g$ ) 范围, 使材料可以在使用温度范围内保持玻璃态到粘弹性态的过渡态, 从而保证材料具有优良的阻尼性能, 促使声波机械能转化为热能以达到最佳的吸声目的。同时, 互穿网络聚合物的网链之间在传播声波机械能时产生的摩擦增大了对声波的损耗, 另外, 互穿网络聚合物不同于简单的共混聚合物、嵌段共聚物及接枝共聚物, 它是存在于大分子间的一类特殊的空间拓扑形态<sup>[28][29]</sup>。Jung 等在丁基橡胶主链上接上另一聚合物的支链据甲基丙烯酸甲酯制成的 IPN, 拓宽了阻尼峰值, 增强了吸声<sup>[30]</sup>。Zhang 等通过加入纳米二氧化硅可以改善 IPN 基体的相容性、阻尼性能和相结构等<sup>[31]</sup>。

但是, 单纯用橡胶、聚氨酯或互穿聚合物网络 (IPN) 等均匀粘弹性材料作为水下吸声材料是不能满足海洋工程应用的, 因为海洋水下环境的物理、化学等条件复杂多变, 尤其是常规厚度 (50—60mm) 的纯均匀粘弹性材料的低频声波的吸收效果不佳, 以及水压随着水深在增大的过程中会造成粘弹性吸声材料的吸声效果比常压情况下的降低。为了改善大于常压下粘弹性材料的吸声性能, 在粘弹性材料的基础上添加定量的弹性常数较大的硬质颗粒<sup>[32][33]</sup>。这种填充型的粘弹性基水下吸声材料是在聚合物材料作为粘弹性的基体中混合有一种或多种一定形状和尺寸的颗粒填充物而得到的分布均匀的复合吸声材料, 如图 1.2 所示。

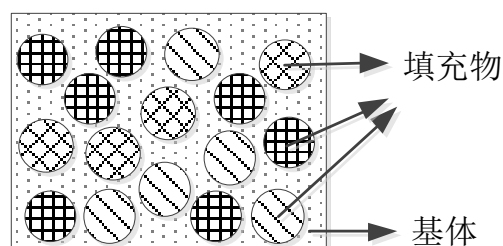


图 1.2 填充型多组分粘弹性吸声材料示意图

Figure 1.2 Schematic diagram of filled multi-component viscoelastic sound absorbing material

常见的填充物有金属粉末颗粒、蛭石粉、纤维、玻璃微珠、石墨烯、压电粉

末颗粒、导电颗粒等等，这些填充微粒作为粘弹性基体中散射体结构，当声波在这样的吸声材料中传播时，声波与颗粒的相互作用过程中发生多次散射和波形转换，使声波在材料中得到消耗衰减。同时散射体与粘弹性基体接触界面产生了声速与温度的极大值，增强了粘弹性材料的粘滞和热传导吸声机制，从而也增强了粘弹性材料的吸声性能。填充含气泡性的材料使得在基体材料中形成空腔，可增大声波在材料中的内耗<sup>[34]</sup>。另外，在耐压方面，由于硬质的散射体分布于粘弹性材料基体中，实现了一定程度的耐压吸声。

针对填充型粘弹性吸声材料的理论研究，在上个世纪六十年代的 Norman 等研究了刚性球体、空腔和充满流体空腔三种不同球形填充物对剪切弹性波的散射进行了分析，不仅导出了横波散射截面的一般表达式，并且验证了声波在填充物作为基体的异质处发生纵波转换为横波<sup>[35]</sup>。1972 年，McBride 等计算了横弹性波在无限各向同性的均匀弹性固体中的散射截面<sup>[36]</sup>。1980 年，Corsaro 等研究了填充有致密填充物（如铁氧化物等）和低密度微球（如玻璃微球、木质微球等）等不同填充物于硅橡胶树脂（RTV602）粘弹性基体中，比较研究了各自不同浓度和类型填充物的吸声材料样品的声速、密度和衰减系数，通过一组描述性方程中的最佳拟合系数确定填充物浓度获取满足特定性能要求的复合吸声材料。这种复合材料适用于实验室研究，声速和阻抗比水小，吸声系数可在很大的范围内变化<sup>[37]</sup>。1995 年，Hinders 等设计出一种宽频带衰减声信号且反射最小化的复合吸声层，其中填充物有不锈钢球和铝球，分别添加在基体材料耐热玻璃、人造树脂和添加在硅橡胶、环氧树脂中，对不同组合的吸声材料进行声学计算，给出弹性波在球状填充物处散射问题的 Mie 散射解，计算了这种复合材料涂层的体波性质，利用计算结果给出了不同情况下复合涂层反射系数作为散射体尺寸和涂层厚度的函数<sup>[38]</sup>。2004 年，Philip 等研究填充有碳纤维与不同孔径分子筛的复合吸声材料在 7-12 kHz 频率范围内使得回声降低了 17-24 dB<sup>[39]</sup>。2004 年，乔东平用填充蛭石粉的橡胶在一定程度上降低铝粉作为填料的易飞扬和易着火的危险性，吸声等综合性能较好<sup>[34]</sup>。2009 年周欣等在互穿网络聚合物中加入 8% 云母填料改性和优化设计后，获得较好的吸声性能<sup>[32]</sup>。

2013 年，于立刚等运用填充有玻璃微球的粘弹性复合材料提高其低频水下吸声性能<sup>[40]</sup>。2015 年，David 等研究了添加空气腔于软弹性介质中的水下声波透

射性<sup>[41]</sup>。2017年,孙卫红等利用空心玻璃微珠和云母两种无机材料填充聚氨酯/环氧树脂(PUR/EP)改善其基体材料的吸声性能<sup>[42]</sup>。2018年,Yuan等研制了一系列含(GnPs)改性的丁烯橡胶基水声吸收材料,其中含10 phr的GnPs的材料在10kHz处的最佳吸声系数上升到0.73<sup>[43]</sup>。与其他的几种常用的填料如无机或刚性的石墨、云母等,或者多孔填料如蛭石粉和中空玻璃微珠相比,实现了较低含量的石墨烯纳米板填充可以在不改变密度和提高机械性能的基础上提高材料的吸声性能<sup>[44]</sup>。在粘弹性基体中填充有压电材料的微粒和一定含量的导电微粒,使得声波在基体中传播时在压电材料处发生声波机械能转换为电能,电能通过与压电颗粒接触的导电颗粒接收和传递,这个声波机械能量的压电分流增加了声波在吸声材料中被消耗的渠道,有效改善了填充型粘弹性基水下吸声材料的吸声性能<sup>[44]-[47]</sup>。但是压电填充型的吸声材料因为压电和导电颗粒在粘弹性基体中容易混合不均和不能有效接触形成导电回路,以及受厚度限制不容易极化等,造成了虽然理论上增加了压电分流的吸声机制,但却在实际中不能有效控制声波被尽可能多地吸收消耗。

以上的填充型材料的吸声原理是通过填充微粒和基体的相互作用实现对声波进行机械阻尼式的消耗(增大了基体内的内摩擦声耗和多次散射声耗),在一定程度上对吸声材料的耐压和吸声有所改善,但填充型的粘弹性基吸声材料的结构特点使得它的吸声机制仍然局限于随机地增强材料内部微观的声能消耗,填充颗粒的形状、大小、分布对不同频段声波的响应不同,难以调控。

### 1.3.2 声学结构复合吸声材料

#### 1.3.2.1 含空腔结构吸声材料

在均匀粘弹性材料基础上发展出的含有不同形状的空腔谐振结构水下吸声材料,是应对均质粘弹性材料低频吸声不理想的一种水声材料,空腔主要有球形腔、圆柱腔、圆锥形和喇叭形等谐振吸声结构,如图1.3所示。当入射声波的频率与空腔的频率接近时,空腔发生共振,结合波形转换和基体高损耗因子来增加声能在基体材料中的损耗<sup>[48]</sup>。另外圆锥形、喇叭形等在此基础上衍生出来的空腔结构同时也是阻抗过渡性吸声结构,实现阻抗匹配和改善低频吸声。值得注意的是这里的空腔不同于填充型吸声材料中的空腔,主要区别在于填充型材料中填料大小及分布是无规则的任意的,而这里的空腔的大小一般大于出现在填充型材

料中的气泡式的空腔，大小和分布可以根据需要进行设计，且呈周期性分布，与流/固声子晶体（固体中嵌有周期阵列的空气腔）结构相同，但其应用研究早于声子晶体概念的提出<sup>[137]</sup>，作为与流/固型声子晶体相区别，本节只对提出声子晶体概念之前的空腔吸声材料的研究进行概述。

这种含有空腔结构的水下吸声材料可以追溯到二战时期，当时德国舰艇采用 Alberich 型消声瓦<sup>[48][49]</sup>，是一种将 2-5mm 的圆柱形空腔嵌入厚度为 30mm 的丁苯橡胶基体中的水声材料，有效地吸收了主动声呐发射来频段为 9-18kHz 的声波<sup>[49]</sup>。二战过后，嵌有球形腔、圆柱腔、圆锥腔等以及阻抗过渡型空腔等的水下声学覆盖层作为水下吸声材料受到国内外的广泛关注，通过研究不仅发现了内含空腔的粘弹性高分子材料具有优良的低频声波吸声效果，而且还获得不同形状、大小、分布的空腔对吸声性能的影响规律。实际上在对均匀吸声材料吸声机理的研究时就有发现空腔型结构共振在吸声中的重要影响，如 Meyer 研究发现了均匀吸声材料的共振是源于水中气泡或材料中空气孔共振，证实了这个空气孔共振对材料的吸声有着直接影响<sup>[50][51]</sup>。而在粘弹性材料中嵌有空腔结构的声学材料的吸声机理和声学特性的直接研究中，Gaunard 研究了 Alberich 型吸声材料（含有短空心圆柱腔的粘弹性基吸声材料）的空腔共振特性对吸声的影响，发现存在两种类型的共振吸声机制，一种是由于空腔壁的径向运动引起的，另一种是由于覆盖层的弯曲振动引起<sup>[52]-[54]</sup>。Radlinski 等先后用波导的理论研究在粘弹性基体中嵌有多重细长管栅的吸声材料的谐振吸声机理和声学特性，取得了与实验结果有较好一致性的理论计算结果<sup>[55][56]</sup>；

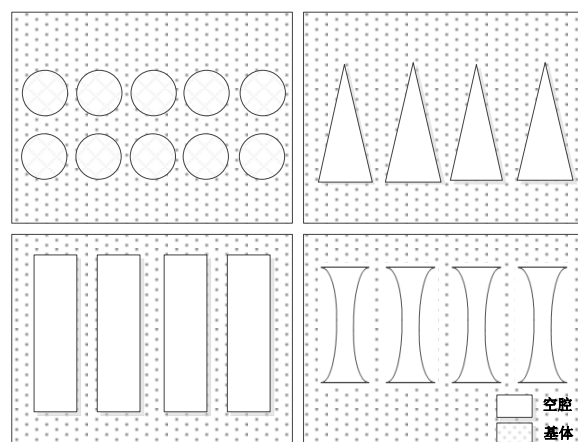


图 1.3 含空腔结构吸声材料示意图

Figure 1.3 Schematic diagram of sound absorbing material with cavity structure



Achenbach 研究了含有周期性分布的球形空腔的弹性介质的声学特性, 得到了含有球腔的弹性介质中谐波传播的色散关系<sup>[57][58]</sup>。Mikata 研究了二维周期斜裂纹阵列对纵波的反射和透射, 斜入射和斜裂纹的计算结果显示了模态转换, 反映了反射系数和透射系数与入射波频率的关系<sup>[59]</sup>。

而在吸声覆盖层的基体材料一定时, 如果要降低吸声覆盖层的吸声峰值对应的频率和增宽峰值带宽, 就要增加空腔的体积和优化空腔的形状, 在上文提到的球形和柱形腔的声学结构的覆盖层吸声基础上, 采用具有阻抗渐变特点的变截面空腔结构如尖劈型、圆锥型、喇叭型等, 这些变截面的空腔一般在靠近声波入射端截面较小, 随着声波入射的传播和厚度的增加空腔横截面逐渐增大。王仁乾等对带有空腔的锥形尖劈吸声器的吸声性能的研究中发现, 改变尖劈空腔的结构可改善吸声器的低频吸声性能<sup>[60]-[62]</sup>。何世平等给出了变截面圆柱形空腔覆盖层吸声系数的二维近似解, 发现在一定的频率范围内这种覆盖层的吸声性能取决于最低阶传播模式, 及喇叭形空腔结构覆盖层的吸声性能优于圆柱形空腔结构的覆盖层<sup>[63]</sup>。姚熊亮等依据变截面波导理论进行了空腔尖劈吸声性能计算, 计算值与测试值吻合, 优化设计也明显改善了尖劈吸声性能<sup>[64]</sup>。

目前对于这种含空腔型粘弹性水下吸声材料在水下隐身中主要发挥低频吸声作用, 吸声机制主要可归结为空腔谐振、波形转换和声波散射三方面, 其物理过程可以概括为, 当入射声波的频率与空腔的固有频率一致或接近时, 空腔谐振的同时, 使得包括空腔在内的整个材料体发生压缩和膨胀的变形, 一方面由于粘弹性材料基体内部吸声机制(上文提到的粘滞吸声、热传导吸声、分子弛豫吸声这三种吸声机制)将空腔谐振聚集而来的部分声波机械能转换为热能, 另一方面, 空腔谐振的压缩变形会在空腔结构处转变为剪切变形, 伴随着声波的纵波转变为横波, 而横波比纵波容易衰减, 即波形转换的吸声耗能机制。同时声波由粘弹性材料基体传播入射到空腔的空气介质中, 在空气介质中声波会经历多次被空腔壁面的反射等散射的消耗, 即声波散射的吸声机制。这些都增加了材料对声波的损耗, 有利于材料对声波的吸收。吸声尖劈作为一种非共振空腔的吸声结构<sup>[65][66]</sup>, 与共振空腔结构的不同之处在于前者低频吸声较差但频带宽, 后者可以通过空腔变形提高低频吸声系数但频带较窄<sup>[60]</sup>, 王仁乾等设计出一种含共振空腔的尖劈吸声材料<sup>[60]</sup>, 实现二者优势互补的高吸声性能。但含空腔结构的吸声材料抗压

强度有限,同时空腔结构随着静水压力的增大而压缩形变增大后促使空腔共振峰向高频移动,低频吸声性能降低,从而没有了它低频吸声的优势。

综上所述,在橡胶等粘弹性材料中嵌入空腔,可以对低频长波长声波有效衰减,但这种含空腔结构的吸声材料对静水压力下吸声效果有限。

### 1.3.2.2 多孔吸声材料

多孔吸声材料是在基体材料中连续地分布着大量微小孔隙的、具有一定通气性的吸声材料<sup>[67][68]</sup>。一般的多孔材料具有高频吸声性能好、比重小、工艺相对简单等特点<sup>[67]</sup>。当声波入射到多孔材料表面时,一方面声波引起小孔或间隙内的流体的运动,造成流体和孔壁的摩擦,以及紧靠孔壁的流体由于粘滞力不易振动起来,这个过程中的摩擦和粘滞力使得声波一部分转化为热能;另一方面高频声波较低频声波引起流体质点的振动速度加快,从而加快流体与孔壁间的热交换,加快声能的消耗<sup>[67]</sup>。多孔吸声材料的孔隙不同于上文提到的空腔结构,前者的孔隙尺寸一般小于后者的空腔尺寸,前者的孔隙分布是无序的贯通的,如泡沫材料或者有序的微穿孔板,后者空腔分布的主要特点是周期性的、有序的和离散的。目前多孔吸声材料包括有纤维类吸声材料和泡沫类吸声材料。泡沫类吸声材料有金属材质和聚合物材质两种多孔材料。

纤维类吸声材料通常属于多孔材料,与纤维的柔软多孔性质有关。声波引起纤维与空气之间的振动摩擦形成的粘滞阻力,然后声能转化为热能而衰减<sup>[69]</sup>,这些纤维多孔材料一般在中、高频范围内具有良好的吸声性能,常用的理论模型是 Delany-Bazley 模型和 Biot 模型。叶海和钟祥瑞研究通过调整铝网的孔尺寸、纤维面密度和板厚度,来实现对铝质纤维多孔材料吸声性能的调节,这种多孔吸声材料具有超薄轻质、强度高、耐高温性能良好、不含有机粘结剂、可回收利用、具有电磁屏蔽和良好的导热性能、耐盐水、耐酸碱、耐气候、耐湿润、耐污脏等特点,吸声性能不会因这些因素的影响而下降<sup>[70]</sup>。张波和陈天宁在 Biot-Allard 刚性骨架多孔材料内流吸声模型的基础上建立了一种烧结金属纤维材料的扩展吸声模型对其进行吸声性能的研究,发现金属骨架提高了材料对低频声波的吸声性能,与实验测试值更加一致<sup>[71]</sup>。常宝军等研究了对金属纤维多孔材料在高声强下的吸声性能的预测<sup>[72]</sup>。曹书豪研究发现含有聚丙烯纤维的聚氨酯泡沫的中低频吸声性能随着纤维的密度和厚度的增加得到改善<sup>[73]</sup>。Ao 等通过对作为窄空

间电子元器件的多孔不锈钢纤维毡材料进行结构优化(降低烧结温度无节点形成,调整不同频率下的孔径和纤维直径)使得它的吸声性能得到了提高<sup>[74]</sup>。敖庆波等研究发现孔结构在材料厚度小于 15mm 时对不锈钢纤维多孔材料(如下图所示为不锈钢纤维多孔材料的 SEM 微观结构图)吸声性能的影响较大即研究中平行铺制的吸声性能更好<sup>[75]</sup>。Kunikazu 利用 JCA (Johnson Champoux Allard) 模型研究了一定半径下不同纤维截面形状(圆形、椭圆、三箭头和六箭头)对纤维多孔吸声材料吸声效率影响<sup>[76]</sup>。

单一的纤维多孔吸声材料对中高频声波具有较好的吸声效果,低频声波吸声效果不理想,所以为了改善吸声对不同性能的纤维材料进行有效复合,制备出性能优良吸声频带宽环保耐用的轻薄纤维多孔吸声材料是一个重要的研究方向<sup>[69]</sup>,值的指出的得是目前所提到的纤维多孔吸声材料多用于空气吸声,而空气和水都是流体介质,如果在纤维耐水性不影响吸声的前提下,纤维多孔材料在原理上是可以运用到水声材料上的。

金属多孔吸声材料。泡沫铝作为一种多孔金属材料,具有空气吸声、水下吸声、电磁屏蔽、机械阻尼、隔热等多种功能,在减振降噪领域备受关注。泡沫铝按照孔的连通与否分为半开孔、开孔、闭孔三种泡沫材料。开孔可用于水下吸声如图 1.4 所示,闭孔用于空气吸声<sup>[76]</sup>,打孔后可提高吸声性能<sup>[78]</sup>。王月研究发现孔结构对通孔泡沫铝水下吸声有着显著的影响,孔径减小、孔隙率和厚度增加会提高材料的水下吸声性能<sup>[79]</sup>。刘恺利用 VA One 软件的 Foam 模块对多孔材料的水下吸声进行模拟,分析了三聚氰胺泡沫塑料的密度、孔隙率、厚度和背后空气层对材料的水下吸声性能进行研究,与实测结果相比在中高频吻合较好,低频吸声吻合较差<sup>[77]</sup>。叶珍霞研究比较水饱和和空气饱和的开孔泡沫铝的水下吸声性能,发现空气饱和的开孔泡沫铝的水下吸声性能较好<sup>[80]</sup>。姚欣鹏和何世平研究发现流体饱和的开孔泡沫铝在 500-4000Hz 的频率范围内的水声学特性(如声反射系数和透声系数)与流体的粘度有很大的关系,低粘度流体的这种材料有较好的隔声性能,高粘度时材料有较好的吸声性能<sup>[81]</sup>。

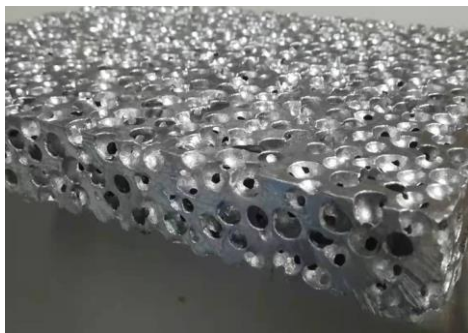


图 1.4 多孔泡沫铝实物图

Figure 1.4 Physical picture of porous aluminum foam

Cheng 等研究孔的大小和孔隙率对多孔铝的水下吸声影响<sup>[82]</sup>。Wang 等研究运用自己提出的一种无量纲方法发现多孔金属的吸声系数不总是随着孔隙率增大或平均孔径减少而增大,并且指出多孔金属吸声材料可以实现较小占用空间的基础上有效吸收低频声波<sup>[83]</sup>。陈文炯设计了梯度型圆柱通孔多孔材料<sup>[84]</sup>。Johnson 等研究了牛顿流体饱和多孔介质的动态渗透率和弯曲度,推导了孔隙内壁分型时的期望响应<sup>[85]</sup>。金属多孔材料在阻抗匹配和水温水压对它吸声影响具有纤维多孔材料不可比拟的不易被污染的优势,且质轻高强,但是金属多孔材料的生产成本较高<sup>[78]</sup>。Xu 等用填充硅油提高了开孔 SiC 泡沫材料的水下低频吸声性能<sup>[86]</sup>。Huang 等利用熔融渗透法制备出一种具有分级孔径的开孔铝合金泡沫材料,研究了孔隙结构和气隙对开孔铝合金泡沫的吸声性能的影响,发现多尺度孔径的开孔铝吸声性能优于单一均匀尺度的开孔泡沫铝的吸声性能<sup>[87]</sup>。

聚合物泡沫 (PUF) 吸声材料,是由异氰酸酯与多元醇反应生成重复单元为氨基甲酸酯的聚合物,在发泡剂作用下形成<sup>[88]</sup>。PUF 内部具有大量气泡,吸声机制包括阻尼耗能、波形转换和多孔吸声,且大多集中在空气介质的吸声研究中,水下的吸声研究较少<sup>[89]</sup>。以聚氨酯泡沫材料为例,聚氨酯泡沫材料一般分为硬质、半硬质和软质泡沫,硬质 PUF 以闭孔为主,隔声和隔热性能较突出;半硬质 PUF 的结构为半开孔和半闭孔,具有一定的隔声和吸声性能;而软质 PUF 以开孔结构为主,吸声性能相对优良<sup>[90]</sup>。聚氨酯泡沫吸声与纤维多孔材料吸声类似,中高频吸声性能较好,优于低频吸声性能<sup>[91]</sup>。王启强研究了以异氰酸酯、聚醚多元醇、发泡剂和匀泡剂等为原料制备出分布均匀的开孔-闭孔共存体系,主要以微孔为主,并有少量的中孔,有利于 PUF 的吸声<sup>[92]</sup>。李婷婷等研究了含

有不同质量分数的竹粉、木粉、改性木粉天然纤维填料的热塑性聚氨酯发泡材料的吸声性能，发现添加有竹粉纤维的聚氨酯泡沫材料的吸声峰向低频移动，且 0.5% 的竹粉/聚氨酯复合材料在 1000Hz 处的吸声系数达到 0.67<sup>[93]</sup>。Biot 建立了一种弹性波在含有可压缩型粘性流体的多孔弹性固体中传播的理论，在扩展频率范围时，假设流体是液体，且孔壁不透水的、孔隙大小集中在平均值周围的<sup>[94][95]</sup>。Johnson 等用超流体的声学折射率和电导率对多孔结构弯曲度进行实验测量得到一致的结果<sup>[96]</sup>。Chia 等在样品表面采用具有高衰减性和较好的阻抗匹配的多孔材料可以获得较高的能量吸收<sup>[97]</sup>。Lee 研究聚合物泡沫材料，其中如低密度和高玻璃转变温度的聚酰亚胺泡沫具有良好的吸声性能<sup>[98]</sup>。Bolton 等研究内含有聚氨酯多孔材料双层板的吸声性能，发现聚氨酯多孔材料对该材料提高吸声性能有显著作用<sup>[99]</sup>。Claude Boutin 等研究了一种空气饱和的双重多孔材料，即不仅基体材料是多孔介质，而且填充颗粒也是多孔结构，这样的双重多孔结构拓宽了高吸声频率范围<sup>[100]</sup>。

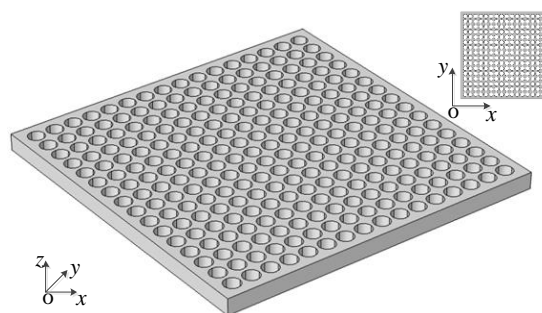


图 1.5 微穿孔吸声板结构示意图

Figure 1.5 Structural diagram of microperforated sound absorbing panel

微穿孔板（MPP）不同于泡沫型多孔材料，如图 1.5 所示，根据我国声学家马大猷院士关于微穿孔板吸声理论，以毫米尺寸为其孔径大小时的 MPP 的声阻抗与空气的声阻抗匹配<sup>[101][102]</sup>，并提高了 MPP 的空气吸声性能。基于空气穿孔板吸声理论得出水下穿孔板的声阻抗，向水介质中的吸声扩展研究，如白国锋等对微穿孔板的水下吸声进行了仿真计算研究<sup>[103]</sup>。佟小朋等对微穿孔板的水下吸声性能进行了实验测试研究<sup>[104]</sup>。Wang 利用传递矩阵法研究了穿孔板结构水下的传输特性<sup>[105]</sup>。罗忠等基于马大猷院士提出的 MPP 理论设计出一种空腔中附加微穿孔板层的夹芯复合吸声体，研究了空腔深度、穿孔板厚度、孔直径和穿孔率等

对微穿孔板吸声性能的影响,进行了结构优化设计,结果水下穿孔板吸声体拓宽了低频吸声频带,并指出由于水下微穿孔吸声体存在多种吸声机制,所以在实际工程中需要根据所关心的频带进行有针对性的吸声材料进行匹配设计<sup>[106]</sup>。Sgard 等研究了在多孔介质中采用穿孔构成双重多孔材料来提高材料的吸声性能,在特定的频段内通过调整孔的分布可以提高其吸声性能<sup>[107]</sup>。Lin 等提出一种基于 MPP 和粘弹性基板的水下吸声结构,含饱和和高粘度蓖麻油的 MPP 提高抗压的同时拓宽了对低频声波的吸收,以及适当厚度的橡胶基在中高频段获得良好吸声性能<sup>[108]</sup>。

综上所述,多孔材料主要包括纤维型、泡沫型、微穿孔板三种,纤维型与泡沫型多孔材料虽然可以一定程度上通过调节孔相关的结构参数和材料来对声波衰减进行调试,但纤维型微观结构复杂、随机,较难控制,相比之下微穿孔板声学理论较成熟,可进行结构设计优化,但在水下吸声频段 1-6kHz 间有效吸声频带有待拓宽,在更低频与静水压力下吸声也有待进一步研究。

### 1.3.3.3 多层介质吸声材料

多层介质复合结构将具有不同优势的材料层叠加复合而成,从而获得更加理想的吸声效果。如阻尼板多层复合结构<sup>[109]</sup>、夹芯复合结构<sup>[110]</sup>、阻抗梯度渐变的多层复合结构等<sup>[111]</sup>,如图 1.6 所示。何祚镛和王曼研究了橡胶阻尼板和钢板、水、空气的均匀介质层复合而成三种不同多层结构的水下声学特性<sup>[109]</sup>,非均匀橡胶阻尼板、钢板、水层和空气层复合而成两种多层吸声结构的声学特性<sup>[110]</sup>,以及研究了这两组多层材料(如下图所示)的反向声能的传输性<sup>[111]</sup>。刘志宏和盛美萍等利用传递矩阵法研究了由橡胶层、钢板层和水层复合而成的多层均匀复合结构的声学性能受材料特性、几何参数的影响,指出增加复合结构层次有助于改善整个材料的吸声性能<sup>[112]</sup>。罗忠等设计出一种由两层玻璃钢层夹心一层含有周期分布空腔的吸声层复合成的夹心复合空腔多层吸声结构,吸声测试结果表明其有效改善了对 3-9kHz 频段声波的吸收<sup>[113]</sup>。Gao 等利用 Frobenius 方法分析了功能梯度材料在线性变化方向的声学性能的变化<sup>[114]</sup>。Emery 研究了阻抗渐变多层结构,指出在高频声波的吸收时阻抗匹配,在低频声波吸收时利用厚度来调节<sup>[115]</sup>。Beretti 等研究四层吸声材料发现在不增加其厚度的前提下,多种材料组成的多层结构具有吸声作用<sup>[116]</sup>。杨德森等研制出一种阻抗梯度变化介质<sup>[117]</sup>。Li

等研究夹芯复合结构在高粘性条件下的水下吸声性能<sup>[118]</sup>。

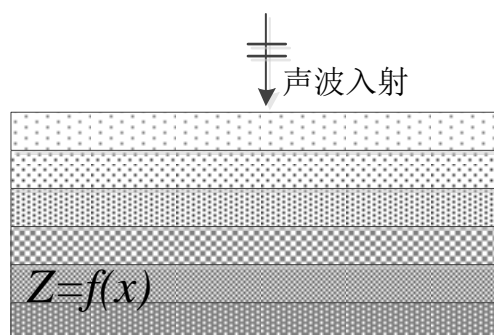


图 1.6 多层介质吸声材料示意图

Figure 1.6 Schematic diagram of a multilayer acoustic absorbing material

当前,水下吸声材料研究和应用的设计理念都是使吸声材料的特性声阻抗与水的特性声阻抗匹配,从而使声波尽可能多地进入材料内部,并在其内部有较强的衰减,最大限度地吸收入射进来的声波<sup>[19][119]</sup>。阻抗渐变吸声材料是一种阻抗在材料厚度方向按照一定的梯度变化的吸声材料,其可设计性强,易于实现多物理场耦合需求<sup>[119]</sup>,有望实现超宽频吸声效果。Pedersen 等推导了声速和密度连续变化的阻抗过渡型吸声结构中声传播规律,发现该结构能够获得更宽的吸声频带<sup>[120]</sup>。Forest 等选用粒度为 80um 和 3.5mm 的 SiO<sub>2</sub> 气凝胶颗粒制成双层吸声结构,包含阻抗匹配层和吸声层,发现在低频范围内其吸声性能要高于相同厚度的均匀结构<sup>[121]</sup>。Spivack 等研究了阻抗变化的不规则表面的声散射问题,并推导了阻抗随机变化条件下的声散射场公式<sup>[122]</sup>。Andrew 研究了不同高度的空气层中声传播问题,并用有限元法进行了仿真分析<sup>[123]</sup>。我国在 60 年代以后发展了过渡层吸声结构<sup>[9]</sup>,尚尔昌研究了渐变吸收层反射率的近似式,从理论上说明了阻抗渐变吸声层的有效性<sup>[124]</sup>。王仁乾等研究了带空腔尖劈吸声器,虽然近似计算了总回波,但是不能分析空腔的谐振问题<sup>[125]</sup>。杨雪等研究了阻抗梯度聚氨酯吸声性能,经过优化设计后的材料在 1-4kHz 的低频段吸声系数得到了提高<sup>[125]-[129]</sup>。李波选用不同阻抗的微粒材料制备出了一种阻抗梯度变化的高分子微粒吸声材料,结果发现复合高分子微粒比单一高分子微粒所制得的材料在 1-6kHz 的范围有较高的吸声系数<sup>[130]</sup>。汤慧萍等研究了纤维多孔梯度结构吸声材料,发现不同孔隙度的排布方式对梯度结构的吸声性能有显著影响,并且在一定程度上使在频段 0.8-1.6kHz 的吸声系数提高到 0.8-1 之间<sup>[131]</sup>。敖庆波等研究了丝径梯度结构的纤

维多孔吸声材料在不同厚度下的吸声性能，厚度增加有利于提高吸声系数<sup>[132][133]</sup>。

综上，阻抗梯度吸声材料拥有理想吸声效果的声波频段有待拓宽，且斜入射情况下的材料吸声特性的研究较少，因此其应用容易受到限制。

### 1.3.3 声学超材料

超材料是一种具有天然材料不具备的特殊性能的人工结构材料<sup>[134]</sup>，如 1968 年 Victor Veselago 的开创性地证明负折射率材料存在的可能性<sup>[135]</sup>。超材料研究包括电磁学、光学、固体物理和声学等领域。1992 年 Sigalas 和 Economou 理论上首次证实了弹性波或声波在埋有球形散射体的均匀介质基体（三维布拉格声子晶体结构）中传播时存在弹性波或声波带隙结构<sup>[136]</sup>，受光子晶体的启发，声子晶体(Phononic Crystals, PCs, 如图 1.7 所示)最早由 Kushwaha 于 1993 年发表提出<sup>[137]</sup>，也称声波晶体，PCs 通常被认为是具有周期性结构的复合材料或非均匀材料来控制声波传播<sup>[137][138]</sup>，因此，属于声学超材料的范畴。1995 年 Martínez-Sala 等通过对西班牙马德里的一座 200 多年历史名为“流动的旋律”的雕塑进行声学测试得以首次用实验验证了声波带隙的存在<sup>[139]</sup>。

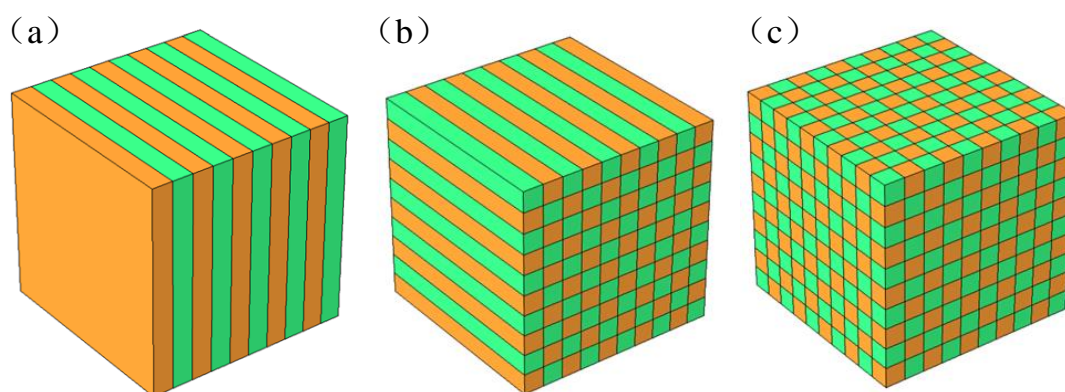


图 1.7 不同维度的声子晶体结构示意图

Figure 1.7 Diagram of structures of the phonon crystals of different dimensions

表 1.3 声学超材料在吸声方面研究的进展

Table 1.3 Research progress of acoustic metamaterials in sound absorption

	Bragg 声子晶体	Local 声子晶体	声学超材料
组分构成	二组分（传统）	三组分（传统）	多组分
结构形式	-A/B/A-	-A/B/C/B/A-	多样化

由于声子晶体弹性波/声波带隙与声波衰减具有对应作用，故可通过调节带



隙来实现声波的调控如衰减,声子晶体在早期主要是二组分材料组成,根据不同物理状态的材料组分构成可将其分为固/固,固/流,流/固等,固/固是指固体散射体嵌入固体基体材料中的声子晶体<sup>[134]-[139]</sup>,固/流是指固体散射体嵌入流体(水或空气)中的声子晶体,反之,流/固是指流体(如空气腔)散射体嵌入固体基体材料中。其中,研究二组分声子晶体水下吸声的研究如2006年,Ivansson研究了含有周期性分布的球形空气腔的薄橡胶层(属于流/固声子晶体)的水下吸声性能,球腔半径是3mm,晶格常数为44mm,在9kHz处无反射强吸收,具有弹性波带隙。并指出带隙隔声频率处的无反射回声效应与覆盖层有关,且覆盖层厚度比对应波长的四分之一薄得多,大部分吸声发生在空腔处,空腔的压缩变形加剧球对称波的散射,而粘弹性声波在材料中的剪切波形式对声损耗起到关键作用,证明该结构材料可用于水下吸声覆盖层<sup>[140]</sup>。另外,Ivansson于2008年通过数值计算了双周期晶格含有空腔的薄橡胶层的吸声,并提出可通过不同类型的非球面散射体混合来拓宽吸声频带<sup>[141]</sup>。2007年,Zhao等运用多重散射理论研究了三维二组元声子晶体即含有单层周期分布球形腔的粘弹性橡胶覆盖层(厚度10mm,球腔半径是3mm,晶格常数是50mm)的吸声机制,以及材料阻尼和吸声测试时背衬对覆盖层的水下吸声性能的影响,通过将其设计成双层吸声覆盖层(厚度10mm,球腔半径是5mm,晶格常数是50mm,厚度20mm)实现了0.4—2.2kHz频段的吸声,指出双层球形空气腔的橡胶在低频吸声更优<sup>[142]</sup>(4kHz处的吸声系数达到0.8)。同年,Zhao等研究了三维二组元声子晶体以粘弹性橡胶作为基体和钢球作为周期分布于基体中的散射体(钢球球半径与晶格常数的比值 $R/a$ 在0.3—0.36),发现橡胶的剪切模量与粘弹性对于材料的吸声性能起着关键作用,另外钢球填充率和声波入射角对该声子晶体吸声板在不同情况下的吸声性能的影响,指出该声子晶体板可用于水下消声材料<sup>[143]</sup>。

2010年,Hsu J C等研究了二维二组元正方晶格局域共振声子晶体板的声衰减谱,它由周期性地排列在环氧树脂板中的圆形硅橡胶短柱构成,圆柱形硅橡胶直径是8mm,晶格常数是10mm,厚度是1.15mm,带隙有0.3kHz附近和0.804kHz附近两个。发现环氧树脂基体中的高速平面共振模态与橡胶的低频共振模态之间相互作用打开的完整带隙,且利用平面波衰减谱和能带结构预测的衰减谱吻合得很好<sup>[144]</sup>。2013年,Oh等研究了嵌入不同类型散射体的三维二组元粘弹性声子

晶体对声波的损耗,发现嵌入空气和金属的粘弹性声子晶体在低频段和高频段比纯粘弹性介质对声波耗散更多的能量,得出基于声子晶体和粘弹性介质复合的粘弹性声学超材料的吸声耗能机制<sup>[145]</sup>流/固和固/固。2015年, Leroy 等通过数值和实验研究了在水中的含有气泡的聚二甲基硅氧烷(PDMS)介质,在单极共振频率下,四层孔洞引起的衰减比单层孔洞引起的衰减的四次幂要高,其中附加的衰减归因于布拉格衍射。后来使用周期性空洞的 PDMS 和刚性背衬在超声范围内的宽带声吸收,这归因于空隙共振引起的高耗散,在 1.4-2.9 MHz 范围内获得了 0.91 的高吸收率<sup>[146]</sup>。Calvo 等也通过数值和实验研究了由周期性圆柱腔组成的软橡胶介质中的声传播,如图 1.8 (a) 和 (b) 所示。为了在给定的频率范围内开发更薄的声涂层,对有限圆柱空腔的长径比对空腔共振的影响进行了参数研究<sup>[147][148]</sup>。2017年, Sharma 研究了一种附着在钢衬垫上的含周期性圆柱形空腔的软弹性介质(如图 1.8 (c))的水下吸声性能,发现材料的空腔共振频率较低(如图 1.8 (d))<sup>[149]</sup>。但由图 1.8 (d) 的吸声系数曲线所示,这种流/固型声学超材料的吸声峰产生有效的吸声频带较窄,且没有涉及到其他更加复杂物理场环境下的吸声性能研究。

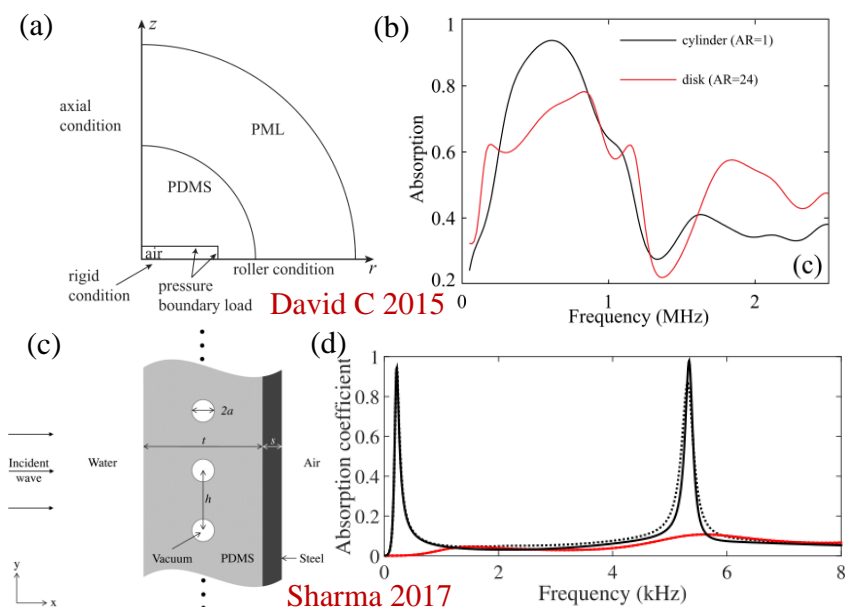


图 1.8 含有空气腔声学超材料的吸声曲线<sup>[148][149]</sup>

Figure 1.8 Absorbing curves of acoustic metamaterials containing air cavities<sup>[148][149]</sup>

2018年, ZhaoD 等对钢背衬下含有圆柱空腔覆盖层的水下吸声性能进行优化,总厚度为 35.9 mm 时,在 1.3-10.0kHz 频段吸声效果较好,并指出消声层的

不同共振模式以及它们之间的声耦合作用使其具有良好的吸声性能<sup>[150]</sup>。MeiJ 等研究了一种由水和硅橡胶组成吸收低频水声的超表面结构,在 105-130Hz 的频段水下吸声系数达到 0.75 以上,并指出与共振机制的超表面不同,该超表面结构对入射角达 50° 的声波吸收效率较高<sup>[151]</sup>。2019 年,Sharma 等研究含有钢柱散射体周期阵列的粘弹性介质,指出柱体的偶极共振以及柱体散射波与钢背板反射波之间的建设性干涉导致高的声吸收<sup>[152]</sup>。ZhongJ 等运用一种轴对称简化模型将单元模拟为圆形截面研究嵌入空气腔的橡胶消声层吸声性能,分别与方形和六边形模型计算的吸收系数进行了比较,能较好地描述六边形排列的涂层的吸声特性<sup>[153]</sup>。

另一方面,在 2000 年,Liu 等设计了一种包覆有软的硅橡胶的铅球形散射体以简单立方晶格排列于硬质环氧树脂基体中的三组元声子晶体,这种声学材料的最大特点是它的晶格常数低于它的弹性波带隙频率对应的波长两个数量级,实现了用小尺寸控制大波长的开端,完全打破了 Bragg 型声子晶体弹性波带隙机制在低频范围的局限性,是声学超材料(AMs)的开创性工作<sup>[10]</sup>。声学超材料具有周期性或非周期性元素的人工结构,表现出比天然或传统材料更不寻常的特性,如具有负弹性模量<sup>[10][154]</sup>、负质量密度<sup>[155]</sup>、负折射率<sup>[156]-[159]</sup>、双负声学超材料<sup>[160]</sup>,以及隐身斗篷<sup>[161]-[164]</sup>、成像<sup>[165][166]</sup>、声聚焦<sup>[167]</sup>、超表面<sup>[168]-[170]</sup>等声学超材料,本文声学超材料包括 2000 年前报道研究的声子晶体 PCs<sup>[171][38]</sup>。

其中,在水下降噪、水声通信、声纳避声等应用中迫切需要能够宽频降噪的水下吸声材料。然而,由于低频声波衰减小、静水压力大等复杂的海洋环境,水下吸声材料的低频宽带降噪问题具有很大的挑战,因为水介质中声传播速度(1480m/s)远大于空气介质声速(343m/s),所以按照质量定理通常厚度的吸声材料难以衰减掉低频声波。然而局域共振声子晶体的诞生打破了这一常规:基于局域共振声子晶体的声学超材料通常由三种弹性常数和密度不同的材料以包覆软层的重芯嵌入硬的基体材料中,其设计思想来自于紧束缚模型<sup>[172][173]</sup>来获得低频声波带隙<sup>[10][174][175]</sup>,如图 1.9 所示。

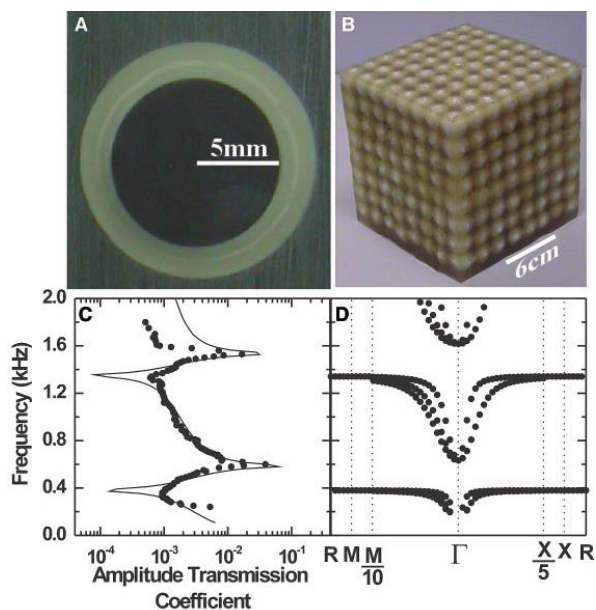


图 1.9 局域共振声子晶体及其带隙结构<sup>[10]</sup>

Figure 1.9 Locally resonant phonon crystals and their band gap structures<sup>[10]</sup>

基于局域共振机理低频带隙声衰减特性，2007 年 Zhao 等从理论上研究了具有粘性软包覆层三维三组元局域共振声学超材料（铅球半径 5.25mm，硅橡胶包覆层厚度 1.95mm，晶格常数为 15mm），在 0-1.5kHz 频率范围的共振频率 650Hz 的声波衰减量明显高于不具有粘性的情况<sup>[176]</sup>。但由于存在类 Fano 现象<sup>[176]-[178]</sup>，吸声峰较窄，故吸声加强的同时相应的频带有待拓宽。同年，Zhao 等将钢球包覆上软层嵌入橡胶中的三维三组元声子晶体板，通过多散射算法研究指出可通过选择适当的填充率和粘性来提高橡胶板的吸声系数，计算结果显示从 5kHz 开始材料的吸声系数达到 0.5<sup>[179]</sup>。随后，Zhao 等研究了包覆有软硅橡胶的铅球周期分布在环氧树脂基体的声子晶体板的吸声特性，指出局域共振区域发生着纵波转换为横波的波形转换，有利于声子晶体板的吸声性能，实现了测试 0 - 10 kHz 频段内的大部分声波被吸收，从 1.5kHz 开始吸声系数达到 0.5 以上<sup>[180]</sup>，较为系统地得出三维三组元局域共振声子晶体板可作为吸声覆盖层的研究与应用。

2009-2016 年 Jiang 等设计研究了一种基于局域共振声子晶体和互穿网络结构复合而成的声子玻璃，实验证明其在 5-25kHz 的频段内具有 0.6 以上的吸声系数，并在网络完整性的情况下，声子玻璃样品不仅抗压强度超过 5MPa 而且在 12kHz 开始后到 30kHz 的较宽频率范围内表现出较强的水声吸收能力，吸声系数大于 0.9，并与局域共振网络不完整的情况比较水声的吸收效果，验证了互穿网

络结构的结构协同性以及局域共振单元连接到网络结构中在实现耐压宽频强吸声上起着重要的作用, 以及其可作为吸声覆盖层的潜在应用价值<sup>[181]-[183]</sup>。Chen 等在 2014 年通过研究孔隙率、厚度等因素对声子玻璃在 6-30kHz 频率范围吸声性能的影响, 进一步研究其吸声机理, 指出调节孔隙率和厚度使其在一定的频率下具有最佳的吸声效果, 为特定的频率范围设计出合适的结构和材料提供理论指导<sup>[184]</sup>。Jiang 等在 2009 年将三维堆垛结构引入局域共振声子晶体的设计当中, 即包覆软聚氨酯层的实心钢柱按照堆垛结构排列后埋入硬质聚氨酯的基体材料中的局域共振声子木堆, 通过实验验证在 5-30kHz 频段的吸声系数达到 0.6 以上, 从 10kHz 开始吸声系数达到 0.8 以上的宽频强吸声性能<sup>[185]</sup>。2016 年, Chen 等利用振动模式和质量-弹簧模型进一步计算验证了局域共振单元中多振子耦合振动效应有利于声子木堆带隙的拓宽<sup>[186]</sup>。

2010 年, Zhao 等研究三维三组元粘弹性局域共振声子晶体在 0-3kHz 频段的吸声性能, 发现以钢球作为振子的样品材料在频率为 1kHz 处的吸声系数接近 1, 在 0.8-1.8kHz 的频段样品材料的吸声系数大于 0.5, 进一步指出声波的散射能量主要存在于横波中, 横波增强了粘弹性聚合物的多次散射, 主导了吸声<sup>[187]</sup>。通过将球形局域共振散射体引入到水声吸收材料中所获的低频水声吸收现象, 如 Wen 等在 2012 年进一步研究了局域共振模式对三维三组元局域共振散射体的粘弹性材料在 0-6kHz 频段的水声吸收的影响, 其局域共振单元与吸声谱, 指出局域共振导致吸收峰产生, 由单元胞位移表征的共振模式可以看出纵横波转换模式在第二吸收峰比在第一吸收峰更加有效, 横波在由纵波入射通道转换而来之后沿平板较长尺寸传播, 并在聚合物中迅速衰减, 增强了能量耗散<sup>[188]</sup>。根据已有研究可以看出含空腔或者局域共振散射体的橡胶层可用于消声覆盖层。同年, Meng 等考虑到消声层与潜艇船体结合, 在进行消声涂层分析时, 船体的振动不可忽视, 故将消声涂层与背衬作为整体来处理来对消声涂层的声学性能进行分析, 指出频段 0-3kHz 中出现的新吸声峰是由消声层和钢板的纵向共振引起, 并且增加钢板背衬的厚度使得该吸声峰向更低频移动<sup>[189][56]</sup>。Zhao 等在 2014 年研究背衬在 0-3kHz 频段内对局域共振粘弹性材料水下吸声的影响通过分析低频共振模式和吸声峰间的关系, 发现增大背衬材料密度吸声峰向更低频移动, 低频吸声峰在 2kHz 处<sup>[190]</sup>。Meng 等在 2012 年通过优化得到局域共振粘弹性材料层在 0.5 - 3kHz

的水声吸收系数在大部分频段为 0.5 以上<sup>[191]</sup>，并指出了对晶格常数各层厚度、局域共振散射体形状等参数的优化有利于材料的低频宽带强吸声。同年，吕林海等研究了不同形状局域共振散射体的粘弹性覆盖层的低频水声吸收<sup>[192]</sup>，给出通过调整第一共振峰实现宽带低频吸声的优化方案。2013 年，Yang 等研究了一种含包覆软层圆柱空腔散射体的粘弹性局域共振材料，层厚度 20mm，空腔直径为 4mm，包覆层厚度 4mm，晶格常数为 30mm、40mm、50mm，其中晶格常数为 30mm 的吸声层在 1-3kHz 的频率范围具有吸声系数达到 0.4 以上的吸声效果<sup>[193]</sup>。次年，Yang 等研究并优化了单周期阵列空腔散射体局域共振消声层在 2-10kHz 频段的吸声<sup>[194]</sup>。Yuan 等研究了三维三组元局域共振声学材料在斜入射时声波透射性能取决于边界折射和不同波模式在复合材料中的透射行为，指出在水声应用中，采用较周围介质波速低的材料作为隔声材料的声学特性对入射角鲁棒性更强，最后研究了一种宽亚波长传输带隙，其声学特性对入射角很敏感<sup>[195]</sup>。另外，Yuan 等研究了局域共振与布拉格散射间的耦合效应对材料声透射的影响，芯材是直径 8mm 的钢柱，包覆层是厚度为 1mm 的硅橡胶，基体材料是天然橡胶，晶格常数是 15mm。发现两个透射间隙耦合使得吸声材料在亚波长区域表现出较宽的阻尼性能，而且在低频区耦合间隙比非耦合间隙的吸声性能更好<sup>[196]</sup>。2015 年，ZhongJ 等研究发现作为局域共振散射体的圆柱位置偏心量对 0.5-3 kHz 频段的水声被材料吸收有很大的影响<sup>[197]</sup>。2016 年，Huang 等研究了局域共振声学超材料水下解耦层在其局域共振频率处的降噪性能，指出解耦层的有效密度对系统的力学阻抗有很大的影响<sup>[198]</sup>。2019 年，ShiK 等基于振动耦合机制提出运用多层嵌入局域共振散射体的声学超材料和多振子超材料对低频水声吸收进行优化研究<sup>[199][200]</sup>。ZhongH 等提出一种粒子填充聚氨酯与螺旋结构结合的二维局域共振水下吸声超材料，研究材料在 0-6kHz 频段的静水压力下的吸声性能<sup>[201]</sup>。Gu 等在 2021 年提出一种对多振子局域共振超材料，并对其在 0.2-2kHz 频段的声波进行不同静水压力下的吸声测试<sup>[202]</sup>。

上述研究主要是基于粘弹性与局域共振机制产生对由高频到低频声波衰减的研究，从常压水声吸收到静水压力水声吸收的研究，但仍然存在低频吸声带窄、1kHz 以下吸声效果有待进一步提高、静水压力下水声吸收有待提高的问题。所以，后来的研究针对以上存在的问题进行了多种吸声机制协同发挥吸声优势进

行设计、研发组合型声学超材料，以提高材料的吸声性能。

2018 年，YeC 基于已有研究<sup>[203][204]</sup>等将局域共振与不同轴向阻抗变化孔结合，建立了一种含周期阵列圆柱孔的水下消声层的吸声模型，并指出喇叭孔型消声层的低频吸声不受声波入射角的影响，具有相对最佳水下吸声性能<sup>[205]</sup>。Zhangy 等设计出一种亚波长的薄粘弹吸声材料，从接近 1kHz 开始有吸声效果，并且在某些频点处几乎达到 1 的完美吸收，但整体宽频段内吸声系数有待进一步提高<sup>[206]</sup>。2019 年，Cheng 等基于惯性变换声学提出一种推导材料参数空间模式的方法，用于调节声轨迹模型。可利用惯性变换法进行任意声控制的研究提供新的材料<sup>[207]</sup>。Zhong 等推导了在有限厚度钢板和半无限空气作用下，超薄声超表面对低频水声的宽带完美吸收的两个理论要求。根据理论要求，逆向设计嵌入空腔的橡胶层，实现在 500 Hz 时的完美吸收，当给定橡胶基体的频率依赖特性不能满足理论要求时，通过合理设计腔基超表面完美吸收的频率位置，仍然可以实现宽带超吸收<sup>[208]</sup>。

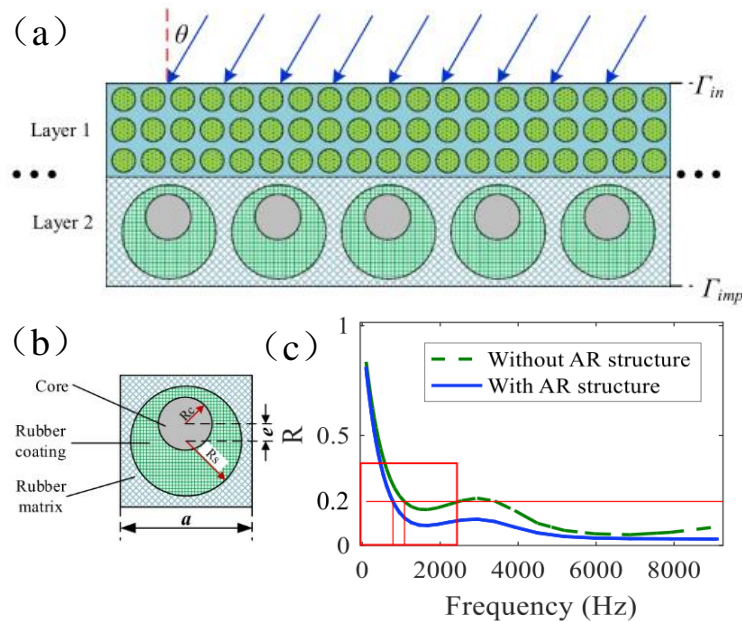


图 1.10 抑制声波反射层与局域共振声子晶体组合吸声材料结构与反射系数<sup>[212]</sup>

Figure 1.10 spectrum of Structure and reflection coefficient for acoustic absorption material combined with acoustic reflection layer and local resonant phonon crystal layer<sup>[212]</sup>

2020 年，Wang 等设计了一种腔共振和阻抗变化联合作用的周期阵列结构水声超材料，将不同类型聚氨酯复合集成在一起，制成透声层、梯度谐振腔和粘弹性底层，并用蜂窝碳纤维作为骨架，保证其在静水压力下具有更好的吸声性能。

实验结果显示其在静水压力 1.5MPa 对 2.4-10kHz 频段的水声吸收达到 0.9<sup>[209]</sup>。Gao 等设计研制了一种由螺旋金属和粘弹性阻尼橡胶组成的水下低频元结构吸声材料, 具有对 1kHz 以下的宽频吸声计算值, 指出波形变换、多次散射和反射能量耗散机制是影响其吸声的关键因素, 有待实验验证<sup>[210]</sup>。另外, Gao 等设计了一种由粘弹性橡胶、锥形腔、圆柱体谐振器和钢背衬组成的水声超材料, 对 0.5-10kHz 频段的声波吸收, 实验测试吸声系数达到 0.5 以上<sup>[211]</sup>。2021 年, Duan 等设计出了一种抗反射匹配层和局域共振声子晶体层的组合吸声超材料, 如图 1.10 所示, 对 0-10kHz 的水声辐射进行抑制, 其中 1-10kHz 抑制效果较佳<sup>[212]</sup>。

综上所述, 从二组元周期阵列固体/固体或固体/流体或流体/固体等不同散射体/基体组成或复合的声子晶体, 到三组元硬软硬结构的局域共振声子晶体, 再到结合不同声波衰减机制于一体的声学超材料的设计与研究, 针对低频耐压宽带强吸声的水声吸收性能有待进一步深入研究与实现。

#### 1.4 机械设备隔振基座研究进展

舰船设备常用隔振器或隔振系统安装在与船体连接的基座上<sup>[213][214]</sup>进行隔振, 这是因为机械设备运转过程中产生的振动除了直接辐射空气噪声外, 很大一部分会通过基座传递给船体, 是船体辐射噪声的重要来源之一<sup>[6]</sup>。这些噪声不仅会加重海洋噪声污染, 危害人类和动物的健康, 而且降低了舰船的稳定性和隐身性, 所以对机械设备振动进行隔振处理具有重要的现实意义。目前, 船用设备基座的隔振器主要有单层隔振系统 (稳定性差)、双层隔振系统 (中间质量过多)、浮筏隔振系统 (多个不同设备一起隔振)。这些隔振系统增加了结构复杂度和重量<sup>[6][215]</sup>, 并且当设备激励频率等于或低于系统共振频率时这些隔振系统会失效<sup>[6]</sup>。同时, 船上常用的基座多为金属材料, 常用铸铁、铸钢、铝制合金钢等, 重量大, 阻尼小, 隔振性能不能满足工况需求<sup>[216][217]</sup>。另外, 广泛应用于航空、车辆等领域的隔振技术研究, 如准零刚度隔振技术和反共振技术<sup>[218]</sup>, 钢丝绳隔振器<sup>[219]</sup>, 精密仪器和设备的非线性隔振器<sup>[220]</sup>, 磁流变阻尼器应用在整星隔振平台<sup>[221]</sup>应用, 弹性梁弯曲振动隔振研究<sup>[222]</sup>等在频段和隔振性能上不断提高, 但这些研究大多还未聚焦到舰船机械设备隔振基座的应用上。因此研究轻质宽频的高强度高阻尼基座进行直接隔振具有重要的意义。

复合材料结构由于具有高的比强度、比刚度和阻尼性能等优点, 可用于隔振



基座的设计与应用,但复合材料基座目前仍处在研究探索阶段<sup>[223][224]</sup>。金咸定等提出了钢材和粘弹性材料构成的复合结构弹性基座<sup>[215][225]</sup>,可以在宽频段隔振。赵树磊等研究了复合阻尼材料基座对 4 kHz 以下的振动隔振平均为 4 dB,比钢基座的减振性能更优<sup>[216]</sup>,但隔振性能和频段有待进一步提高和拓宽。罗忠等研究了三明治夹芯的复合材料基座<sup>[223]</sup>,有效克服了钢制隔振器的阻尼小和高频隔振不足的固有缺陷,但研究中主要是在有限的若干个频点处。李江涛设计了复合结构基座并研究了隔振性能<sup>[225]</sup>,发现隔振效果比钢制基座明显,但其复合结构基座是将复合材料构件组装而成,结构复杂且强度有限。温华兵等用多层复合阻尼减振胶板对基座进行阻尼处理,降低了船体振动加速度级 1-5 dB<sup>[226]</sup>。另外也有关于碳纤维复合材料用于隔振基座上的研究报道,如李国亮研究隔振频段在 200 Hz 以下<sup>[217]</sup>,牟文珺研究隔振频段在 500 Hz 以下<sup>[224]</sup>,研究隔振的频段都较窄。另外,随着声子晶体的发展,关于声子晶体宏观负泊松比超材料隔振基座的设计与优化研究已有报道<sup>[227]-[230]</sup>,虽然这种负泊松比的多孔结构减轻了基座的重量,但隔振性能有待进一步提高。概括起来这些复合材料基座的隔振研究总体具有两个方面的不足:(1) 结构复杂和重量较大不能兼顾强度与阻尼两个矛盾的性能,(2) 隔振频率范围与隔振性能或振级落差较小,因此,需要在轻质和结构简单的基础上进一步提高基座宽频隔振性能。

### 1.5 目前存在的问题

综上所述,随着对水下吸声材料的研究与应用,按照质量密度定律要想实现对水下低频声波的吸收,要求吸声材料的厚度很大,如 500-3000Hz 的声波在水下需要约为 300-1500cm 厚度、与水声阻抗匹配的粘弹性材料层来吸收,在粘弹性材料基体中添加或者填充一定量的颗粒状材料、空气腔等结构,即增加共振结构吸声耗能机制已经在一定程度上改善了材料对低频范围声波的吸收,但在较大静水压力下这类传统的粘弹性基体或声学结构材料吸声性能不一定满足深水压力环境的工况需求。

纵观水下吸声材料的整个研发过程如表 1.1 所示,第一二阶段既有研究也有直接应用,主要是以橡胶为主的粘弹性聚合物作为基体,或单独做吸声材料、或在其中填充其他材料的粉状、颗粒状、不同形状的空腔结构等,主要是对高频声波的吸收;第三阶段主要是在研究上,伴随着在空气声中发现并提出了声子晶体

的声学超材料概念,二组元型声子晶体与后来发展的三组元局域共振型声子晶体,前者多为布拉格型声子晶体的吸声材料主要是填充物或添加物(空气或固体颗粒)周期性分布于粘弹性基体中,主要是对中高频声波的吸收,后者可产生低频带隙进而调控低频声波衰减,但带隙较窄;第四阶段主要以研究为主,基于局域共振机理引入其他吸声机制的声学超材料,开展了一系列关于水下低宽频声波吸收的研究。但这些水下吸声超材料目前存在的问题主要是:(1)材料对低频声波不能有效吸收,目前表现为对低频声波的被动吸收峰值对应频段窄;(2)低频声波的吸声性能有待提高,目前表现为材料平均吸声系数不够高;(3)静水压下的吸声性能有待提高,目前表现为材料随静水压力的增大而吸声性能降低。

## 1.6 研究内容

### 1.6.1 主要研究内容

本文研究的科学问题是如何实现水声材料的低宽频吸声与基座的宽频隔振。基于已有的宽频降噪研究,通过对所设计的材料进行水下吸声机理研究,即对以粘弹性材料为基体的多层阻抗梯度变化材料的吸声性能进行实验研究,然后在此基础上,结合局域共振声学超材料中水下宽频吸声的声子木堆的结构特点,设计并分析局域共振空腔结构吸声超材料的吸声性能,实验测试得出了较理想的低频宽带强吸声的结果,这个结果与运用有限元软件 COMSOL 计算的能带结构及传输特性研究结果具有较好的一致性。计算方法的可靠性的同时,对其空腔式的局域共振单元的收集声波和衰减声波的机理进行了有益的探索,得出了耦合局域空腔共振结构的单元集能与耗能同步进行的宽频耐压吸声机制。最后对这种空腔式的环芯局域共振的声学超材料进行结构优化,深入研究它的吸声性能与吸声机制,为水下吸声材料的设计提供有力的理论支撑。本论文研究的主要内容分如下几个方面:

第一章绪论从水下吸声材料的组分与结构的角度出发对相关研究进行了分类综述,简要概括了各种材料的吸声机理、吸声特点和存在的主要问题等。最后对本论文研究的目的及主要内容做了介绍,并给出研究思路。

第二章介绍本研究所用的主要方法,包括多层阻抗梯度变化吸声材料的理论依据、局域共振声学超材料吸声相关计算的有限元方法和实验制备工艺及材料吸

声性能测试方法。

第三章主要是开展多层阻抗梯度变化吸声材料的水下吸声性研究，从理论、实验与计算声波以不同入射角入射材料表面后的吸声性能，并分析声波斜入射材料吸声优于垂直入射的吸声机理。

第四章是基于局域共振声子木堆的结构，用空心金属圆柱作为重芯的局域共振单元而设计出了一种耐压、低频、宽带、强吸声的水下声学超材料，通过有限元计算不同的因素对其吸声性能的影响，分析了空心声子木堆的优异水下吸声机理，并制备和优化空心声子木堆进行水下吸声。

第五章是利用声学超材料研究制备了一种阻尼隔振基座。用加速度振级落差表征其隔振性能，开展了不同激励下的基座在 20-10000 Hz 的频率范围的隔振性能试验研究。

第六章是本论文的一个拓展性研究，在声学拓扑谷态的传输研究中，针对调谐问题和亚波长问题，设计并计算验证三种结构。

第七章是对本论文的研究工作进行了综述，总结其优势与不足，以及对未来工作进行展望。

## 1.6.2 研究思路

本文的主要研究内容为水下宽频降噪，即主要通过吸声与隔振两条途径分别设计对应的吸声材料进行水下吸声机理、阻尼基座隔振性能的研究。其中，关于吸声材料包括多层阻抗梯度变化材料、空心声子木堆超材料两种水声材料。在多层阻抗梯度变化材料的阻抗梯度分布理论基础之上，进行阻抗梯度变化设计、并实验制备材料样品，对比声波正/斜入射样品的吸声系数，运用有限元方法建立阻抗梯度材料的声学传输模型，研究分析声波正/斜入射材料的吸声机理。在获得声波斜入射阻抗梯度材料后吸声性能更优的基础上，从轻质、宽频出发设计局域共振空心声子木堆，运用有限元方法建立相应的声学传输模型分析不同因素对其吸声系数的影响，然后综合考虑并设计制备空心声子木堆材料样品，进行实验测试，得到宽频强吸声空心声子木堆结构分布特征，分析其宽频吸声机理。在宽频吸声机理基础上，设计、制备并实验测试对比了局域共振实心声子木堆与空心声子木堆在不同静水压力下的吸声系数，获得了空心声子木堆具有耐静水压力的宽频强吸声性能，从而提出一种宽频耐压吸声机制。以上吸声研究是针对自噪声与

声呐探测声波的降噪研究。接下来,对于自噪声的重要来源之一——机械设备振动通过基座隔振传递到水下航行器的振动,为减少这部分振动噪声辐射,本文在航行器壳体表面吸声基础上,设计并制备了轻质阻尼隔振基座,获得宽频隔振性能。为宽频吸声/隔振的降噪研究提供理论参考。为了对本论文的研究工作有一个清晰全面的了解,如下图 1.11 所示为本论文主要内容的研究思路。

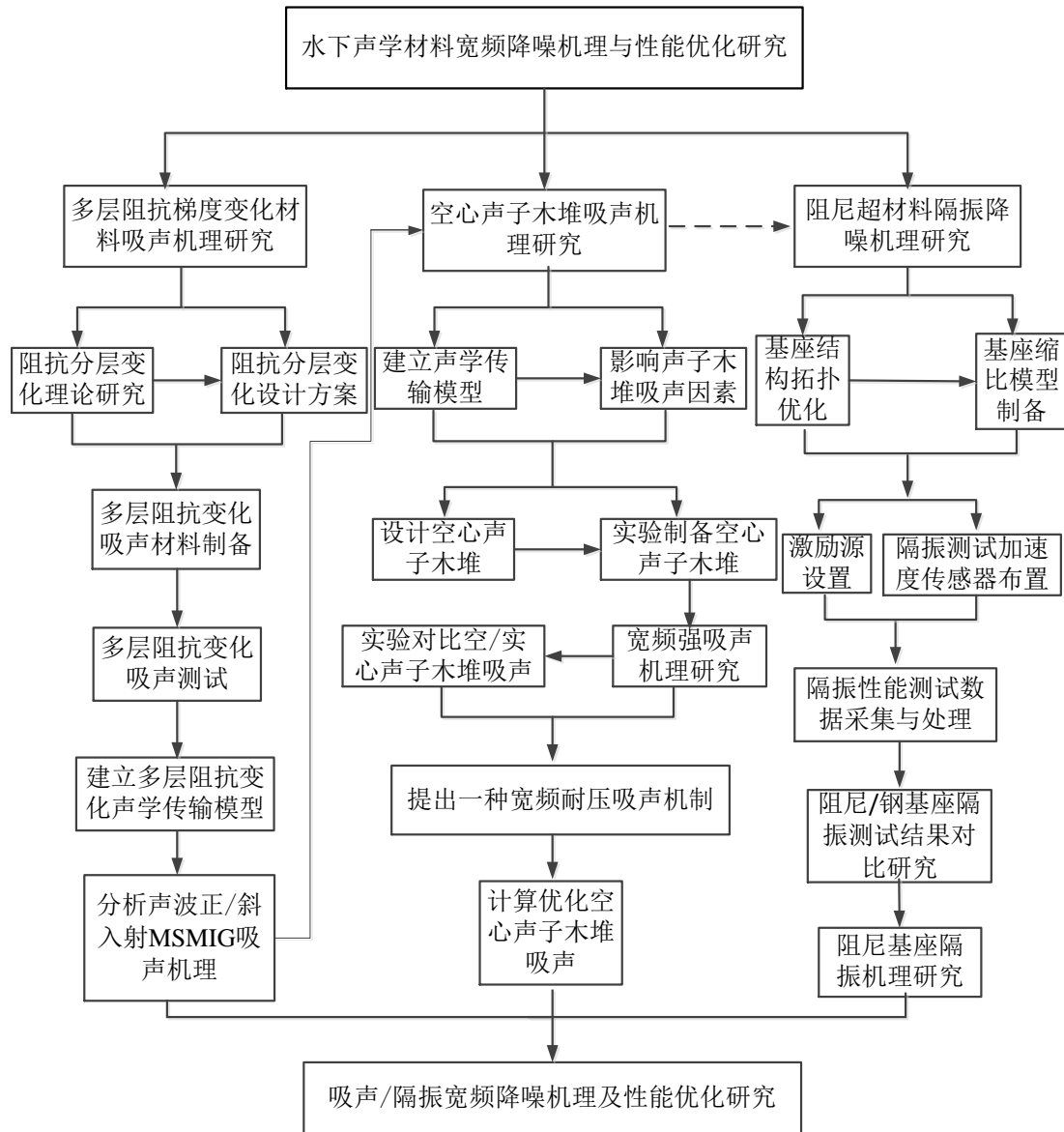


图 1.11 本论文的研究思路图

Figure 1.11 The idea chart of research in this paper

## 第 2 章 声学理论计算与实验研究方法

### 2.1 引言

本论文首先以多层粘弹性基体介质为研究对象,研究阻抗梯度变化分布下多层材料介质的吸声性能。空心声子木堆是一种基于局域共振原理设计而成的声子晶体,通过运用其声学传输特性和本征模态对其吸声机理进行研究,因此需要建立力学与声学传输模型。在设计新型阻尼隔振基座的研究中,首先需要对基座的结构进行拓扑优化实现轻量化,故运用结构拓扑优化方法对其进行优化。在研究声子晶体拓扑性中,研究其能带结构特征的变化,运用到声子晶体能带结构的计算方法。本文的研究方法有理论与计算方法,以及主要包括材料样品制备工艺、声学测试与力学测试的实验方法。

### 2.2 阻抗梯度变化声学理论

多层吸声材料是一种分层吸声介质,用如图 2.1 (a) 中的介质 2 所示,其吸声性能的最主要特征有:一是材料表面的输入阻抗与所处的声场介质空间的声波阻抗相匹配,使得声波尽可能少得被反射回去,从而使得声波尽可能多地进入材料内部,二是材料内部对声波的衰减性能很高。为了同时满足这两个基本要求,设计阻抗梯度变化材料如图 2.1 (b) 中所示的介质 2 左侧与介质 1 接触界面阻抗相匹配,介质 2 的阻抗连续增大以增多对声波的衰减。当多层吸声材料是固体时,声波由流体进入固体中的传播问题的研究模型为平面声波在分层介质中传播,具体的分析方法有等效参数法、有限元法、传递矩阵法和波阻抗法等<sup>[17]</sup>。本文以多层阻抗梯度变化吸声材料为研究对象,基于运用传递矩阵法建立的阻抗梯度变化声学理论研究多层吸声材料的阻抗梯度分布,以及运用有限元法建立的声学传输模型研究材料的吸收机理。

关于阻抗梯度变化吸声材料的声学传播理论,本文参考了文献<sup>[17]</sup>所述的理论研究方法。具体来讲,假设声波在入射前的介质 1 和声波透射出的介质 3 均为半空间无限均匀介质,密度、声速分别为  $\rho_1, c_1$  和  $\rho_3, c_3$ , 介质 2 的声阻抗  $Z(x)$  是随着声波传播距离呈一定的规律变化的,同时介质 2 的声阻抗在声波入射端的分界面处与介质 1 匹配,在声波出射端的分界面与介质 3 匹配。介质 2 总厚度为  $d$ 。

理论上可将介质 2 的声阻抗  $Z(x)$  设计成同时满足声阻抗匹配和高声耗的、在厚度方向上呈现出一定的变化规律的阻抗分布，如图 2.1 所示：

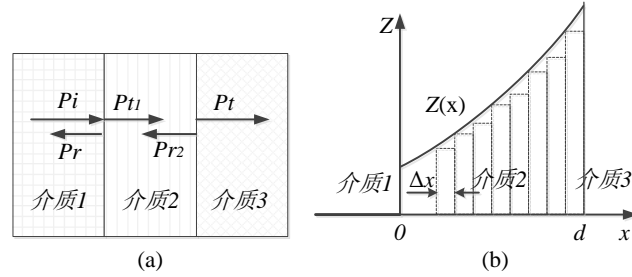


图 2.1 阻抗变化介质示意图：(a) 介质中的声传播；(b) 阻抗梯度分布

Figure 2.1 Schematic diagram of a medium with impedance variation: (a) sound propagation in the medium; (b) Impedance gradient distribution

假设声波以平面声波形式垂直入射介质 2，如果将介质 2 分为  $n$  层，每层厚度为  $\Delta x_i$ ，并且假设在声波入射和透射出来的分界面上的声压和质点振速是连续的，忽略不计二次反射即多次反射的情况，另外声波在垂直入射情况下，只有沿着介质厚度方向传播的纵波（压缩波），分正向和反向传播。理想流体介质中小振幅声波的运动方程为：

$$\rho \frac{\partial v(x,t)}{\partial t} = -\frac{\partial p(x,t)}{\partial x} \quad (2.1)$$

其中， $p$  是流体介质中的声压， $v$  为该流体介质质点振动速度， $\rho$  是流体介质密度，这里将固体的聚合物粘弹性材料视为只有纵波无横波的粘性流体，即考虑粘滞性得到如下式的声压  $p$ 、复体积模量  $K$  与位移  $\xi$  的关系为：

$$p(x,t) = -K \frac{\partial \xi(x,t)}{\partial x}, K = K_s + j\omega\eta \quad (2.2)$$

其中  $K_s$  为体积弹性模量，是一个复数， $\eta$  为粘滞系数， $\omega\eta$  为虚部。

另外， $p$  的向量形式为式 2.3，用于下文推导运用，

$$\vec{p} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p^+(x,t) \\ p^-(x,t) \end{bmatrix} \quad (2.3)$$

由式 2.1 和 2.2 得出已知的理想流体介质中一维波动方程的解通常为：

$$p(x,t) = A \exp[j\omega(t-x/\tilde{c})] + B \exp[j\omega(t+x/\tilde{c})] = p^+(x,t) + p^-(x,t) \quad (2.4)$$

$\tilde{c}$ ——复声速;

$p^+(x,t)$ ——声波沿  $x$  正方向传播;

$p^-(x,t)$ ——声波沿  $x$  负方向传播。

定义  $Z(x)$  为:

$$Z(x) = \rho \tilde{c} = \frac{K}{\tilde{c}} = \frac{p(x,t)}{v(x,t)} \quad (2.5)$$

令

$$\chi(x) = \frac{1}{2Z(x)} \frac{\partial Z(x)}{\partial x} \quad (2.6)$$

$$\vec{C}(x) = \chi(x) \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix} + \frac{j\omega}{\tilde{c}} \begin{bmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.7)$$

得到

$$\frac{\partial \vec{p}(x)}{\partial x} = \vec{C}(x) \vec{p}(x) \quad (2.8)$$

其中  $\chi(x)$  表示阻抗的相对变化, 并且方程式 2.8 有解要求矩阵式  $\vec{C}(x)$  为常数, 但由于二者都随  $x$  变化, 不能得到方程式 2.8 的解, 因此需要对方程式 2.8 进一步处理。

设声波穿过阻抗梯度变化吸声材料所需的时间为  $T$ , 由于声速与传播距离  $x$  和传播时间  $t$  有关, 故把  $\vec{C}(x)$  转化为  $t$  的时间函数可写为:

$$\frac{\partial p(x)}{\partial x} = \frac{\partial p(x)}{\partial t} \frac{\partial t}{\partial x} = \chi(x) \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix} + jk \begin{bmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.9)$$

当  $t=0$  时,  $x=0$ , 令

$$\begin{aligned} \gamma(t) &= \chi(x) \frac{\partial x}{\partial t} = \frac{1}{2Z(x)} \frac{\partial Z(x)}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial t} = \frac{1}{2Z(x)} \frac{\partial Z(x)}{\partial t} \\ B(t) &= \gamma(t) \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix} + \frac{\partial x}{\partial t} \frac{j\omega}{\tilde{c}} \begin{bmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (2.10)$$

对其积分得到:

$$Z(t) = \int \gamma(t) dt = \int \frac{1}{2Z(x)} \frac{\partial Z(x)}{\partial t} dt = Z_1 e^{2\gamma t} \quad (2.11)$$

可见，在阻抗梯度变化吸声材料的这个模型中，若方程有解，则阻抗应该满足关于时间  $t$  的指数分布。假设将阻抗梯度变化的介质 2 离散为若干层来研究，其中每层的分界面为  $x = x_i$  和  $x = x_i + d_i$ ，每层厚度为  $d_i$ ，声波从  $x = x_i$  入射进入第  $i$  层的声压和在  $x = x_i + d_i$  处的透射声压。假设  $c_1$ 、 $\rho_1$ 、 $a_1$  和  $a_2$  是常数，介质声速和密度分别如下式所示：

$$c(t) = c_1 e^{a_1 t}, \rho(t) = \rho_1 e^{a_2 t} \quad (2.12)$$

$$x(t) = \int c(t) dt = \int c_1 e^{a_1 t} dt = \frac{c_1}{a_1} (e^{a_1 t} - 1) \quad (2.13)$$

$$t(x) = \frac{1}{a_1} \ln \left( 1 + \frac{a_1}{c_1} x \right) \quad (2.14)$$

由于介质阻抗按照时间的指数分布时才有解，为使阻抗任意分布时也满足方程有解的条件，可用分段近似拟合，假设将阻抗变化介质分成  $n$  层， $n$  足够大使误差尽可能小，每层的阻抗由指数函数分布的阻抗值来近似代替，然后拟合整个阻抗离散分布。

### 2.3 有限元计算方法

目前计算声子晶体超常物理特性如带隙的方法主要包括：针对一维声子晶体的传递矩阵法、收敛较慢的平面波展开法、数值不稳定时域有限差分法、适用于规则球体和柱体散射体的多散射法、适用范围较广的集中质量法和有限元方法。有限元方法是根据集中质量方法的基本思想，将连续体离散划分为一定数量的单元集合体，然后根据弹性力学方程和变分原理建立节点力与位移的关系，再根据边界条件建立有限元方程，计算弹性体各有限单元的力学参量，对于计算带隙特性具有概念清晰、适用范围广、收敛性好等优点，而且有大量成熟的商业软件包，如 ANSYS、COMSOL 等，很大程度上方便有限元计算。因此本文运用有限元方法计算声子晶体能带结构与声学传输特性。

#### 2.3.1 二维声子晶体能带结构计算



根据本文所研究内容，首先以二维正方晶格的声子晶体如图 2.2 所示为例，按  $xoy$  截面展示， $z$  方向垂直于纸面，阴影部分是指圆柱形状的材料组元 A，空白部分是指嵌有圆柱形组元 A 的基体材料 B。介质 A 通常称为散射体，可具有任意横截面形状，圆柱材料介质 A 平行于  $z$  轴周期排列，其间距  $a$  为晶格常数。

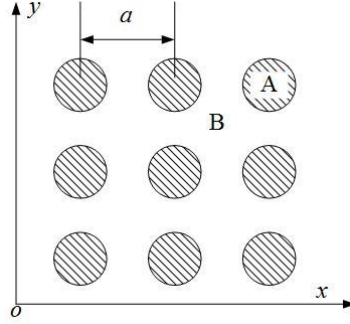


图 2.2 二维正方晶格声子晶体结构的截面图

Figure 2.2 A cross-sectional view of the phonon crystal structure with a two-dimensional square lattice

当弹性波以平行于  $xoy$  面的方向传播时，应力应变关系可表示为如下两个独立的方程：

$$\begin{bmatrix} \sigma_x \\ \sigma_y \\ \tau_{xy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \lambda + 2\mu & \lambda & 0 \\ \lambda & \lambda + 2\mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \varepsilon_x \\ \varepsilon_y \\ \gamma_{xy} \end{bmatrix} \quad (2.15)$$

$$\begin{bmatrix} \tau_{xz} \\ \tau_{yz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mu & 0 \\ 0 & \mu \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \gamma_{xz} \\ \gamma_{yz} \end{bmatrix} \quad (2.16)$$

令  $\boldsymbol{\sigma}_{xy} = [\sigma_x \quad \sigma_y \quad \tau_{xy}]^T$ ,  $\boldsymbol{\varepsilon}_{xy} = [\varepsilon_x \quad \varepsilon_y \quad \gamma_{xy}]^T$ ,  $\boldsymbol{\sigma}_z = [\tau_{xz} \quad \tau_{yz}]^T$ ,  $\boldsymbol{\varepsilon}_z = [\gamma_{xz} \quad \gamma_{yz}]^T$ , 代入式 2.15 和 2.16 写成下式：

$$\boldsymbol{\sigma}_{xy} = \mathbf{D}_{xy} \boldsymbol{\varepsilon}_{xy} \quad (2.17)$$

$$\boldsymbol{\sigma}_z = \mathbf{D}_z \boldsymbol{\varepsilon}_z \quad (2.18)$$

其中  $\sigma_x, \sigma_y, \tau_{xy}, \tau_{xz}, \tau_{yz}$  依次分别是  $x, y$  方向正应力以及各方向剪切应力，

$\varepsilon_x, \varepsilon_y, \gamma_{xy}, \gamma_{xz}, \gamma_{yz}$  是  $x, y$  方向的正应变和个方向的剪切应变， $\lambda, \mu$  是拉梅常数。

二维声子晶体如图 2.2 所示，以正方晶格的声子晶体为例，把正方晶格用三

三角形网格离散化，并将连续介质的质量集中到离散的节点上。如图 2.3 (a) 为三角形网格化二维正方声子晶体原胞后的拓扑描述， $p_x$  和  $p_y$  分别是沿  $x, y$  方向的周期数，可以取任意整数，图 2.3 (b) 表示的是某一个三角形网格单元。三角形网格集中质量法的三角形划分分布灵活性大，能够较为有效地描述声子晶体原胞的拓扑结构。

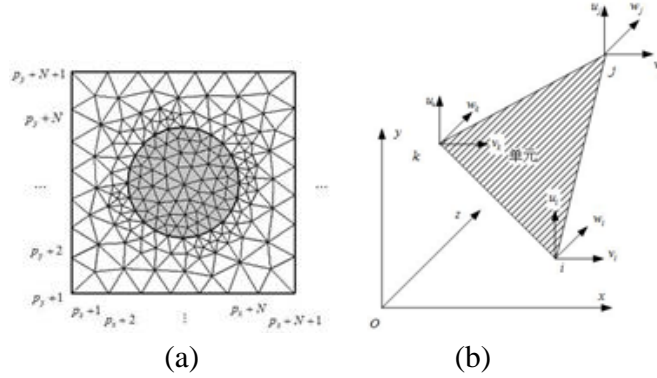


图 2.3 二维正方声子晶体网格划分示意图：(a) 三角形网格划分正方晶格单胞示意图；(b) 三角形网格中的某个三角形单元

Figure 2.3 Diagram of mesh division of two-dimensional tetragonal phonon crystal: (a) Diagram of triangular mesh division of the tetragonal lattice unit cell; (b) Schematic diagram of a triangle element in the triangle grid

如图 2.3 (b) 为网格划分中任一三角形单元，其三个节点各自均沿  $x, y, z$  方向的微小位移依次为  $u_r, v_r, w_r$  ( $r = i, j, k$  表示三角形单元的三个节点)。在假设单元中的连续介质为仅有弹性无质量的前提下，其形变可表示为如下线性关系：

$$\begin{cases} u = N_i u_i + N_j u_j + N_k u_k \\ v = N_i v_i + N_j v_j + N_k v_k \\ w = N_i w_i + N_j w_j + N_k w_k \end{cases} \quad (2.19)$$

其中

$$N_r = (a_r + b_r x + c_r y) / 2S_e, r = i, j, k \quad (2.20)$$

$$\begin{cases} a_i = x_j y_k - x_k y_j; b_i = y_j - y_k; c_i = x_k - x_j \\ a_j = x_k y_i - x_i y_k; b_j = y_k - y_i; c_j = x_i - x_k \\ a_k = x_i y_j - x_j y_i; b_k = y_i - y_j; c_k = x_j - x_i \end{cases} \quad (2.21)$$

$S_e$  是三角形的面积，大小如下式所示：

$$S_e = \frac{1}{2} \begin{vmatrix} 1 & x_i & y_i \\ 1 & x_j & y_j \\ 1 & x_k & y_k \end{vmatrix} \quad (2.22)$$

令

$$\mathbf{A}_{xy} = [u_i, v_i | u_j, v_j | u_k, v_k]^T \quad (2.23)$$

$$\mathbf{A}_z = [w_i, w_j, w_k]^T \quad (2.24)$$

三角形单元的应变可表示为：

$$\boldsymbol{\varepsilon}_{xy} = \left[ \frac{\partial u}{\partial x}, \frac{\partial v}{\partial y}, \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right]^T = \mathbf{B}_{xy} \mathbf{A}_{xy} \quad (2.25)$$

$$\boldsymbol{\varepsilon}_z = \left[ \frac{\partial w}{\partial x}, \frac{\partial w}{\partial y} \right]^T = \mathbf{B}_z \mathbf{A}_z \quad (2.26)$$

式中的  $\mathbf{B}_z$  和  $\mathbf{B}_{xy}$  分别如下两式所示：

$$\mathbf{B}_{xy} = \frac{1}{2S_e} \begin{bmatrix} b_i & 0 & b_j & 0 & b_k & 0 \\ 0 & c_i & 0 & c_j & 0 & c_k \\ c_i & b_i & c_j & b_j & c_k & b_k \end{bmatrix} \quad (2.27)$$

$$\mathbf{B}_z = \frac{1}{2S_e} \begin{bmatrix} b_i & b_j & b_k \\ c_i & c_j & c_k \end{bmatrix} \quad (2.28)$$

将式 2.25 和 2.26 分别代入式 2.17 和式 2.18 得到应力如下式所示：

$$\boldsymbol{\sigma}_{xy} = \mathbf{D}_{xy} \boldsymbol{\varepsilon}_{xy} = \mathbf{D}_{xy} \mathbf{B}_{xy} \mathbf{A}_{xy} \quad (2.29)$$

$$\boldsymbol{\sigma}_z = \mathbf{D}_z \boldsymbol{\varepsilon}_z = \mathbf{D}_z \mathbf{B}_z \mathbf{A}_z \quad (2.30)$$

根据虚功原理可得到如下式：

$$\mathbf{F}_{xy}^{cell} = [F_i^x, F_i^y, F_j^x, F_j^y, F_k^x, F_k^y]^T = \mathbf{K}_{xy}^{cell} \mathbf{A}_{xy} \quad (2.31)$$

$$\mathbf{F}_z^{cell} = [F_i^z, F_j^z, F_k^z]^T = \mathbf{K}_z^{cell} \mathbf{A}_z \quad (2.32)$$

式中  $\mathbf{F}_{xy}^{cell}$  和  $\mathbf{F}_z^{cell}$  中的各分量分别是节点  $i, j, k$  上沿  $x, y, z$  个方向的力，单元刚度矩阵  $\mathbf{K}_{xy}^{cell}$  和  $\mathbf{K}_z^{cell}$  表示单元节点位移与弹性恢复力的关系， $r, s$  表示  $i, j, k$ ，刚度矩阵可写为这个三角形单元内的积分如下所示：

$$\mathbf{K}_{xy}^{cell} = \iint_{cell} \mathbf{B}_{xy}^T \mathbf{D}_{xy} \mathbf{B}_{xy} l dx dy = \{k_{xy}^{cell}\}_{rs} \quad (2.33)$$

$$\mathbf{K}_z^{cell} = \iint_{cell} \mathbf{B}_z^T \mathbf{D}_z \mathbf{B}_z l dx dy = \{k_z^{cell}\}_{rs} \quad (2.34)$$

其中  $l$  为  $z$  方向的厚度，可取任意值，且  $\{k_{xy}^{cell}\}_{rs}$  和  $\{k_z^{cell}\}_{rs}$  分别为：

$$\{k_{xy}^{cell}\}_{rs} = \frac{1}{4S_e} \begin{bmatrix} (\lambda + 2\mu)b_r b_s + \mu c_r c_s & \lambda b_r c_s + \mu c_r b_s \\ \lambda c_r b_s + \mu b_r c_s & (\lambda + 2\mu)c_r c_s + \mu b_r b_s \end{bmatrix} \quad (2.35)$$

$$\{k_z^{cell}\}_{rs} = \frac{\mu}{4S_e} (b_r b_s + c_r c_s) \quad (2.36)$$

整体刚度矩阵表示整个结构中各个节点位移与相应的总恢复力的关系，可由单元刚度矩阵按照对应的节点叠加而成，如下式所示：

$$\mathbf{K}_{xy} = \{k_{xy}\}_{rs} = \sum_{cell} \{k_{xy}^{cell}\}_{rs} \quad (2.37)$$

$$\mathbf{K}_z = \{k_z\}_{rs} = \sum_{cell} \{k_z^{cell}\}_{rs} \quad (2.38)$$

三角形单元内的介质运动时，其内部的质量产生的惯性力是体积力，被平均分配到三个节点上，其中任何一个节点  $r$  上的质量  $m_r$  为相邻单元分配到该节点的质量的总和，则任一节点  $r$  的动态平衡方程如下：

$$m_r \left[ \frac{\partial^2 u_r}{\partial t^2}, \frac{\partial^2 v_r}{\partial t^2} \right]^T = F_r^{xy} = \sum_{s=0}^{N_{nodes}} \{k_{xy}\}_{rs} [u_s, v_s]^T \quad (2.39)$$

$$m_r \frac{\partial^2 w_r}{\partial t^2} = F_r^z = \sum_{s=0}^{N_{nodes}} \{k_z\}_{rs} w_s \quad (2.40)$$

其中  $N_{nodes}$  是原胞内节点数或集中质量数， $u_r$ ， $v_r$ ， $w_r$  分别表示节点  $r$  在  $x$ ， $y$ ， $z$  方向的位移。

同样，可得原胞内所有离散节点上的动力平衡方程，根据周期结构 Bloch 定理，方程如下：

$$[u_r, v_r]^T = [A_r, B_r]^T \exp[i(q_x x_r + q_y y_r - \omega t)] \quad (2.41)$$

$$w_r = C_r \exp\left[i(q_x x_r + q_y y_r - \omega t)\right] \quad (2.42)$$

其中  $q_x$  和  $q_y$  是波矢  $\mathbf{q}$  的分量,  $\omega$  是角频率,  $A_r, B_r, C_r$  分别是节点沿  $x, y, z$  方向振幅, 具有与结构相同的周期性。周期性边界条件如下:

$$\begin{cases} A_{s(x_s, y_s)} = A_{s'(x_s+n_x a, y_s+n_y a)} \\ B_{s(x_s, y_s)} = B_{s'(x_s+n_x a, y_s+n_y a)} \\ C_{s(x_s, y_s)} = C_{s'(x_s+n_x a, y_s+n_y a)} \end{cases} \quad (2.43)$$

为了方便引入周期边界条件, 三角形网格在选择节点分布时, 需要使得原胞边界上的节点等间隔分布, 将式 2.41 代入式 2.39, 式 2.42 代入式 2.40 得:

$$\left(-\{k_{xy}\}_{rr}/m_r - \omega^2\right)[A_r, B_r]^T = \sum_{s \neq r} \{k_{xy}\}_{rs} [A_s, B_s]^T e^{i[q_x(x_s-x_r)+q_y(y_s-y_r)]} / m_r \quad (2.44)$$

$$\left(-\{k_z\}_{rr}/m_r - \omega^2\right)C_r = \sum_{s \neq r} \{k_z\}_{rs} C_s e^{i[q_x(x_s-x_r)+q_y(y_s-y_r)]} / m_r \quad (2.45)$$

根据周期性边界条件, 将原胞右、上边界上的节点用其他边界节点代替, 并进行相应的参数叠加, 可得单个原胞内  $N_{nodes}$  个节点上的联立方程:

$$[S_{xy}(\mathbf{q}) - \omega^2 \mathbf{I}][A_s, B_s]^T = 0 \quad (2.46)$$

$$[S_z(\mathbf{q}) - \omega^2 \mathbf{I}][C_s]^T = 0 \quad (2.47)$$

其中  $\mathbf{q} = (q_x, q_y)$ , 式 2.46 和式 2.47 是典型的一般复数矩阵特征值问题, 则给定的波矢  $\mathbf{q}$  可通过求解特征值得到相应的特征频率  $\omega$ , 然后得到声子晶体的能带结构, 其中式 2.46 对应 XY 模式的能带结构, 式 2.47 对应 Z 模式的能带结构。

以铅圆柱体插入硅橡胶基体中, 并按照正方形晶格周期排列构成的二维声子晶体为例, 如图 2.4 (a) 为该二维声子晶体的几何图, 采用有限元计算该声子晶体的能带结构, 如图 2.4 (b) 所示, 具体的结构参数为: 晶格常数  $a = 20\text{mm}$ , 铅圆柱的横截面半径  $r_{\text{铅柱}} = 8\text{mm}$ , 具体的材料参数为: 铅密度  $\rho_{\text{铅}} = 11600\text{kg/m}^3$ , 硅橡胶密度  $\rho_{\text{硅橡胶}} = 1300\text{kg/m}^3$ ; 铅  $E_{\text{铅}} = 4.08 \times 10^{10}\text{Pa}$ , 硅橡胶  $E_{\text{硅橡胶}} = 1.175 \times 10^5\text{Pa}$ ; 铅  $G_{\text{铅}} = 1.49 \times 10^{10}\text{Pa}$ , 硅橡胶  $G_{\text{硅橡胶}} = 4 \times 10^4\text{Pa}$ 。图 2.4 所示是利用三角形网格划分计算得到正方二维声子晶体的能带结构图, 其中无色散曲线的空白区域为带隙。与已有相关研究结果对比, 验证了本计算方法的正确性, 可用于本研究工作。

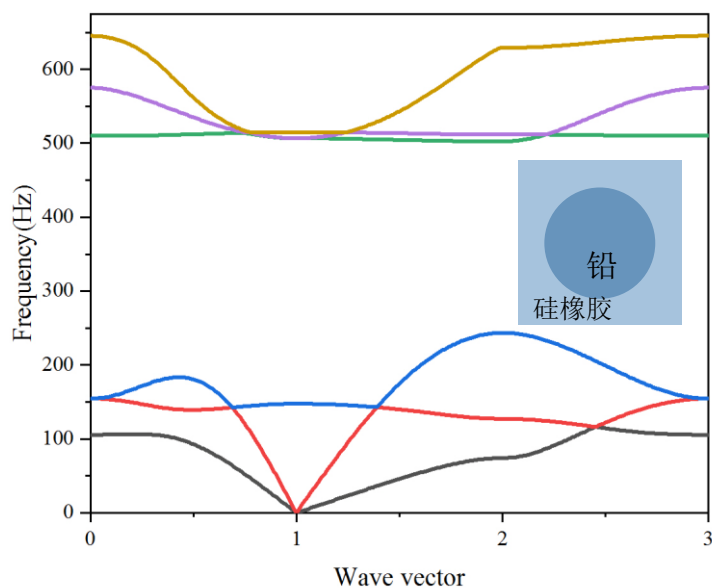


图 2.4 二维声子晶体的单胞示意图和能带结构图

Figure 2.4 Schematic diagram of a unit cell and band structure of two-dimensional phonon crystal

### 2.3.2 三维声子晶体能带结构计算

对于三维声子晶体,以如图 2.5 所示的简单立方声子晶体原胞的点阵结构为例,阐述三维声子晶体的能带结构计算方法。

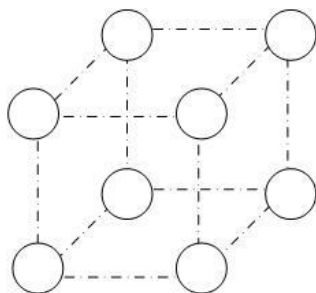


图 2.5 三维简单立方声子晶体结构示意图

Figure 2.5 Schematic diagram of three-dimensional simple cubic phonon crystal structure

根据广义胡克定律可知,对于三维各向同性的弹性连续介质,其应力-应变关系如下式所示:

$$\begin{bmatrix} \sigma_x \\ \sigma_y \\ \sigma_z \\ \tau_{xy} \\ \tau_{yz} \\ \tau_{zx} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \lambda+2\mu & \lambda & \lambda & 0 & 0 & 0 \\ \lambda & \lambda+2\mu & \lambda & 0 & 0 & 0 \\ \lambda & \lambda & \lambda+2\mu & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \mu & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \mu \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \varepsilon_x \\ \varepsilon_y \\ \varepsilon_z \\ \gamma_{xy} \\ \gamma_{yz} \\ \gamma_{zx} \end{bmatrix} \quad (2.48)$$

其中  $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z, \tau_{xy}, \tau_{yz}, \tau_{zx}$  分别是对应于  $x, y, z$  方向的正应力和剪应力,  $\varepsilon_x, \varepsilon_y, \varepsilon_z, \gamma_{xy}, \gamma_{yz}, \gamma_{zx}$  分别是对应于  $x, y, z$  方向的正应变和剪应变,  $\lambda, \mu$  是拉梅常数。令  $\boldsymbol{\sigma} = [\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z, \tau_{xy}, \tau_{yz}, \tau_{zx}]^T$ ;  $\boldsymbol{\varepsilon} = [\varepsilon_x, \varepsilon_y, \varepsilon_z, \gamma_{xy}, \gamma_{yz}, \gamma_{zx}]^T$ , 则式子 2.48 可写为矩阵形式:

$$\boldsymbol{\sigma} = \mathbf{D}\boldsymbol{\varepsilon} \quad (2.49)$$

基于集中质量法的思想, 将三维声子晶体的一个原胞离散化, 如图 2.6 (a) 所示, 用四面体将三维声子晶体的原胞划分, 其中图 2.6 (b) 所示其中的某一个四面体单元。

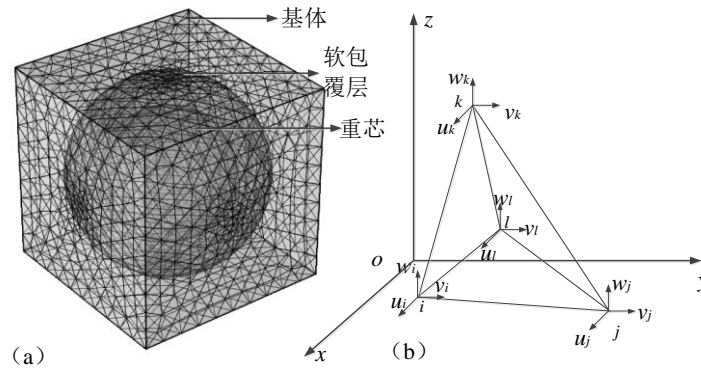


图 2.6 三维声子晶体单胞: (a) 单胞的四面体网格划分图; (b) 离散网格中某个四面体单元

Fig. 2.6 Three-dimensional phonon crystal unit cell: (a) the tetrahedral meshes of the unit cell; (b) A tetrahedral element in a discrete grid

设任一四面体单元的各个节点沿  $x, y, z$  方向的微小位移  $u_r, v_r, w_r$   $r = i, j, k, l$  分别是对应四面体单元的 4 个节点。假定单元内的连续介质仅有弹性无质量, 其内任一点的位移可写为:

$$\begin{cases} u = N_i u_i - N_j u_j + N_k u_k - N_l u_l \\ v = N_i v_i - N_j v_j + N_k v_k - N_l v_l \\ w = N_i w_i - N_j w_j + N_k w_k - N_l w_l \end{cases} \quad (2.50)$$

$$N_r = (a_r + b_r x + c_r y + d_r z) / 2V, r = i, j, k, l \quad (2.51)$$

式中  $a_i, b_i, c_i, d_i, V$  如下式所示, 其中  $V$  是指四面体单元的体积。

$$a_i = \begin{vmatrix} x_j & y_j & z_j \\ x_k & y_k & z_k \\ x_l & y_l & z_l \end{vmatrix}; b_i = - \begin{vmatrix} 1 & y_j & z_j \\ 1 & y_k & z_k \\ 1 & y_l & z_l \end{vmatrix}; \quad (2.52)$$

$$c_i = - \begin{vmatrix} x_j & 1 & z_j \\ x_k & 1 & z_k \\ x_l & 1 & z_l \end{vmatrix}; d_i = \begin{vmatrix} x_j & y_j & 1 \\ x_k & y_k & 1 \\ x_l & y_l & 1 \end{vmatrix}$$

$$V = \frac{1}{6} \begin{vmatrix} 1 & x_i & y_i & z_i \\ 1 & x_j & y_j & z_j \\ 1 & x_k & y_k & z_k \\ 1 & x_l & y_l & z_l \end{vmatrix} \quad (2.53)$$

令

$$\Delta = [u_i, v_i, w_i | u_j, v_j, w_j | u_k, v_k, w_k | u_l, v_l, w_l] \quad (2.54)$$

则四面体单元中的应变可写为

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \mathbf{B}\Delta = [B_i, B_j, B_k, B_l] \Delta \quad (2.55)$$

$$B_r = \frac{1}{6V} \begin{bmatrix} b_r & 0 & 0 \\ 0 & c_r & 0 \\ 0 & 0 & d_r \\ c_r & b_r & 0 \\ 0 & d_r & c_r \\ d_r & 0 & b_r \end{bmatrix}, r = i, j, k, l \quad (2.56)$$

将式 2.55 代入式 2.49, 得到应力为

$$\boldsymbol{\sigma} = \mathbf{D}\boldsymbol{\varepsilon} = \mathbf{D}\mathbf{B}\Delta \quad (2.57)$$

根据虚功原理, 该四面体单元的力与位移的关系为

$$\mathbf{F}^{cell} = \mathbf{K}^{cell} \Delta \quad (2.58)$$



其中  $\mathbf{F}^{cell} = \left[ F_i^x, F_i^y, F_i^z \mid F_j^x, F_j^y, F_j^z \mid F_k^x, F_k^y, F_k^z \mid F_l^x, F_l^y, F_l^z \right]^T$ ，各分量代表在  $i, j, k, l$  方向上的各节点受力， $\mathbf{K}^{cell}$  为刚度矩阵，表示单元节点力与恢复力的关系，刚度矩阵可以写为该四面体单元内的积分，如下式所示，

$$\mathbf{K}^{cell} = \iiint_{cell} \mathbf{B}^T \mathbf{D} \mathbf{B} dx dy dz = \begin{bmatrix} k_{ii}^{cell} & -k_{ij}^{cell} & k_{ik}^{cell} & -k_{il}^{cell} \\ -k_{ji}^{cell} & k_{jj}^{cell} & -k_{jk}^{cell} & k_{jl}^{cell} \\ k_{ki}^{cell} & -k_{kj}^{cell} & k_{kk}^{cell} & -k_{kl}^{cell} \\ -k_{li}^{cell} & k_{lj}^{cell} & -k_{lk}^{cell} & k_{ll}^{cell} \end{bmatrix} \quad (2.59)$$

其中  $k_{rs}^{cell}$ ， $r, s = i, j, k, l$  表示如下式，

$$k_{rs}^{cell} = \frac{\lambda + 2\mu}{36V} \begin{bmatrix} b_r b_s + \frac{\mu}{\lambda + 2\mu} (c_r c_s + d_r d_s) & \frac{\lambda}{\lambda + 2\mu} b_r c_s + \frac{\mu}{\lambda + 2\mu} c_r b_s \\ \frac{\lambda}{\lambda + 2\mu} c_r b_s + \frac{\mu}{\lambda + 2\mu} b_r c_s & c_r c_s + \frac{\mu}{\lambda + 2\mu} (b_r b_s + d_r d_s) \\ \frac{\lambda}{\lambda + 2\mu} d_r b_s + \frac{\mu}{\lambda + 2\mu} b_r d_s & \frac{\lambda}{\lambda + 2\mu} d_r c_s + \frac{\mu}{\lambda + 2\mu} c_r d_s \\ \frac{\lambda}{\lambda + 2\mu} b_r d_s + \frac{\mu}{\lambda + 2\mu} d_r b_s \\ \frac{\lambda}{\lambda + 2\mu} c_r d_s + \frac{\mu}{\lambda + 2\mu} d_r c_s \\ d_r d_s + \frac{\mu}{\lambda + 2\mu} (b_r b_s + c_r c_s) \end{bmatrix}, r, s = i, j, k, l \quad (2.60)$$

整体刚度矩阵  $\mathbf{K}$  表示整个结构所有节点的位移与相应各自所受总恢复力的关系，则所有单元刚度矩阵按照对应节点的标号叠加而成下式：

$$\mathbf{K} = \sum_{cell} \mathbf{K}^{cell} \quad (2.61)$$

介质受力内部相对运动时，四面体单元内部的质量所产生的惯性恢复力为体积力，可以平均分配到四面体单元的四个节点上。某任一节点  $r$  上的质量  $m_r$  为相邻单元分配到该节点上的质量的总和。用  $N_{nodes}$  表示该三维声子晶体原胞内的节点数或集中质量数， $\Delta_r = [u_r, v_r, w_r]^T$  表示节点  $r$  的位移。这样，就可得到节点  $r$  的动力平衡方程为

$$m_r \frac{\partial^2 \Delta_r}{\partial t^2} = \sum_{s=0}^{N_{nodes}} k_{rs} \Delta_s \quad (2.62)$$

同理，可以得到原胞内所有节点上的动力平衡方程，并周期结构的 Bloch 定理理解得该方程的解形式如下：

$$\mathbf{A}_r = [A_r, B_r, C_r]^T e^{i(q_x x_r + q_y y_r + q_z z_r - \omega t)} \quad (2.63)$$

其中波矢  $\mathbf{q} = [q_x, q_y, q_z]^T$ ， $\omega$  是角频率， $A_r, B_r, C_r$  分别是沿  $x, y, z$  方向的振动幅值，具有与结构相同的周期性如下式所示，

$$\begin{cases} A_{r(x_s, y_s, z_s)} = A_{r(x_s + n_x a, y_s + n_y a, z_s + n_z a)} \\ B_{r(x_s, y_s, z_s)} = B_{r(x_s + n_x a, y_s + n_y a, z_s + n_z a)} \\ C_{r(x_s, y_s, z_s)} = C_{r(x_s + n_x a, y_s + n_y a, z_s + n_z a)} \end{cases} \quad (2.64)$$

将式子 2.63 代入式子 2.62，并将周期边界条件的式 2.64 的原胞的右、上、后边界上节点用其他边界节点代替（除去原胞内的右、上、后边界上的节点后的节点总数为  $N_{nodes1}$ ），然后将对应的参数叠加后如下式，

$$(-k_{rr}/m_r - \omega^2)[A_r, B_r, C_r]^T = \sum_{s \neq r} k_{rs} [A_s, B_s, C_s]^T e^{i[q_x(x_s - x_r) + q_y(y_s - y_r) + q_z(z_s - z_r)]} / m_r \quad (2.65)$$

$$[\mathbf{S}(\mathbf{q}) - \omega^2 \mathbf{I}][A_r, B_r, C_r]^T = 0 \quad (2.66)$$

上式 2.66 是一般复数矩阵的特征值问题，给定波矢  $\mathbf{q}$  后可由求解特征值得到对应一系列特征频率  $\omega$ ，最后得到该三维声子晶体的能带结构图，如图 2.7 所示。计算得到的球形散射体得到的三维三组元立方晶格声子晶体。具体的结构参数为：晶格常数  $a = 15\text{mm}$ ，硅橡胶厚度为，铅的横截面半径  $r_{\text{铅}} = 7\text{mm}$ ，具体的材料参数为：铅的密度  $\rho_{\text{铅}} = 11600\text{kg}/\text{m}^3$ ，硅橡胶的密度为  $\rho_{\text{硅橡胶}} = 1300\text{kg}/\text{m}^3$ ，环氧树脂的密度为  $\rho_{\text{环氧树脂}} = 1180\text{kg}/\text{m}^3$ ；铅的杨氏模量为  $E_{\text{铅}} = 4.08 \times 10^{10}\text{Pa}$ ，硅橡胶的杨氏模量  $E_{\text{硅橡胶}} = 1.175 \times 10^5\text{Pa}$ ，环氧树脂基体的杨氏模量为  $E_{\text{环氧树脂}} = 4.35 \times 10^9\text{Pa}$ ；铅的剪切模量  $G_{\text{铅}} = 1.49 \times 10^{10}\text{Pa}$ ，硅橡胶的剪切模量  $G_{\text{硅橡胶}} = 4 \times 10^4\text{Pa}$ ，环氧树脂剪切模量  $G_{\text{环氧树脂}} = 1.59 \times 10^9\text{Pa}$ 。如图 2.7 的能带结构与已有研究<sup>[10]</sup>对比具有相同的带隙，验证了本计算方法的正确性，可用于本研究工作。

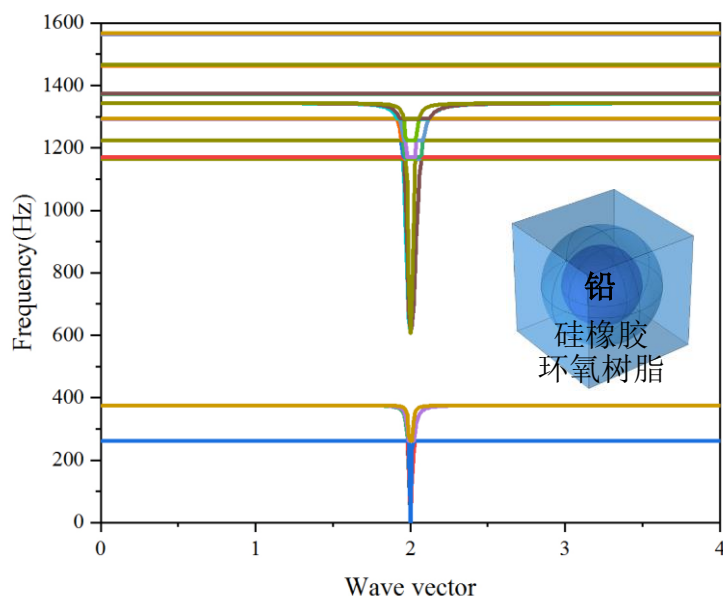


图 2.7 三维声子晶体的单胞示意图和能带结构

Figure 2.7 Schematic diagram of a unit cell and band structure of three-dimensional phonon crystal

### 2.3.3 声学传输计算方法

声波从流体介质,如水或空气入射到固体介质中传播,研究其声学传输特性,如透射系数、反射系数、吸声系数等,在运用有限元方法进行仿真计算中,采用声-结构耦合的多物理场模型。其中流体域假设为理想流体采用流体波动方程,如下所示,

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \nabla^2 p = 0 \quad (2.67)$$

式中  $c$ 、 $p$ 、 $t$  分别是流体域对应的水或者空气介质的声速,流场声压和传播时间。

$$\nabla^2 p = \begin{bmatrix} \frac{\partial p}{\partial x} & \frac{\partial p}{\partial y} & \frac{\partial p}{\partial z} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \frac{\partial p}{\partial x} & \frac{\partial p}{\partial y} & \frac{\partial p}{\partial z} \end{bmatrix}^T = [L]^T ([L] p) \quad (2.68)$$

对应的流体波动方程的矩阵形式如下:

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - [L]^T ([L] p) = 0 \quad (2.69)$$

当声压发生变化,整个流体域的声场变化表示为:

$$\iiint_{V_f} \frac{1}{c^2} \delta p \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} dV + \iiint_{V_f} ([L]^T \delta p)([L]p) dV = \iint_{S_{sf}+S_{ff}} [n]^T \delta p([L]p) ds \quad (2.70)$$

式中  $V_f, S_{sf}, S_{ff}$  依次表示流体域, 流固间分界面, 流体间界面。满足的边界条件为: 流固分界面两介质质点位移相等, 即速度连续、法向应力连续; 流固分界面处的流体域介质声压与固体域介质法向应力大小相等, 方向相反。因而在理想流体中满足如下方程:

$$-\nabla \bar{p} = \rho_0 \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} \quad (2.71)$$

式中  $\bar{u}$  为流体介质质点振动速度, 如下式所示,

$$\bar{u} = \frac{\partial \bar{\delta}}{\partial t} \quad (2.72)$$

流固耦合界面的波动方程中流体介质声压用固体介质质点位移表示为,

$$-\nabla \bar{p} = \rho_0 \frac{\partial^2 \bar{\delta}}{\partial t^2} \quad (2.73)$$

对应矩阵形式为,

$$[n]^T \delta \bar{p}([L]\bar{p}) = -\rho_0 [n]^T \frac{\partial^2 \bar{\delta}}{\partial t^2} \quad (2.74)$$

将上式代入流体域波动方程声压积分式 (2.) 得到如下式所示,

$$\iiint_{V_f} \frac{1}{c^2} \delta p \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} dV + \iiint_{V_f} ([L]^T \delta p)([L]p) dV = -\iint_{S_{sf}} \rho_0 \delta p [n]^T \frac{\partial^2 \bar{\delta}}{\partial t^2} ds + \iint_{S_{ff}} [n]^T \delta p([L]p) ds \quad (2.75)$$

流体域及边界划分为有限个单元, 单元内任一点的声压可以表示为节点声压和单元插值函数, 如下式所示,

$$p = [N_p]^T [P]^e \quad (2.76)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = [N_p]^T [P]^e \\ \delta p = [N_p]^T [P]^e = [P]^{eT} [N_p] \end{cases} \quad (2.77)$$

式中  $\bar{\delta}$  表示流固界面固体介质质点的振动位移, 在流固耦合界面上, 单元内任一点位移具体如下所示,

$$\bar{\delta} = [\delta] = [u \quad v \quad w] \quad (2.78)$$

式中  $u, v, w$  如下所示:

$$\begin{cases} u = \sum_{i=1}^n N_i u_i \\ v = \sum_{i=1}^n N_i v_i \\ w = \sum_{i=1}^n N_i w_i \end{cases} \quad (2.79)$$

且由于

$$\vec{\delta} = [\delta] = \begin{bmatrix} N_1 & 0 & 0 & N_2 & 0 & 0 & \cdots & N_n & 0 & 0 \\ 0 & N_1 & 0 & 0 & N_2 & 0 & \cdots & 0 & N_n & 0 \\ 0 & 0 & N_1 & 0 & 0 & N_2 & \cdots & 0 & 0 & N_n \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} u_1 \\ v_1 \\ w_1 \\ \vdots \\ u_n \\ v_n \\ w_n \end{Bmatrix} \quad (2.80)$$

故单元内任一点位移可表示成如下式所示的单元节点位移和单元位移插值函数的乘积:

$$\vec{\delta} = [\delta] = [N_\delta][\delta]^e \quad (2.81)$$

代入流体域积分式得:

$$\begin{aligned} & \sum_e \iiint_{V_f} \frac{1}{c^2} \delta p [N_p]^T [P]^e \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} dV + \sum_e \iiint_{V_f} ([L]^T [\delta P]^e [N_p]) ([L] p) dV \\ & = \sum_e - \iint_{S_{sf}} \rho_0 \delta p [n]^T \frac{\partial^2 \vec{\delta}}{\partial t^2} ds + \sum_e \iint_{S_{ff}} [n]^T \delta p ([L] p) ds \end{aligned} \quad (2.82)$$

上式两边去掉微小变量后变为:

$$\begin{aligned} & \left[ \sum_e \left( \iiint_{V_f} \frac{1}{c^2} [N_p] [N_p]^T dV \right) \right] [\ddot{p}] + \left[ \sum_e \iiint_{V_f} [B] [B]^T dV \right] [p] \\ & = -\rho_0 \left[ \sum_e - \iint_{S_{sf}} ([N_p] [n_1]^T [N_\delta] ds) [\ddot{\delta}] + \sum_e - \iint_{S_{ff}} [N_p] [n_2]^T [N_p]^T [P]^e ds \right] \end{aligned} \quad (2.83)$$

其中单元质量矩阵、单元刚度矩阵和流固耦合界面矩阵在上式中分别对应如下:

$$\begin{cases} [M_e^p] = \iiint_{V_f^e} \frac{1}{c^2} [N_p] [N_p]^T dV \\ [K_e^p] = \iiint_{V_f} [B] [B]^T dV \\ [R_e^p] = \iint_{S_{sf}} [N_p] [n_1]^T [N_\delta] ds \end{cases} \quad (2.84)$$

令

$$[\Phi] = \sum_e - \iint_{S_{ff}} [N_p] [n_2]^T [N_p]^T [p]^e ds \quad (2.85)$$

式子 ( ) 可表示为流体域的有限元方程如下所示:

$$[M_e^p][\ddot{p}] + [K_e^p][p] + \rho_0 [R_e^p] = [\Phi] \quad (2.86)$$

固体域结构振动有限元方程的矩阵形式为:

$$[M^s][\ddot{\delta}] + [K^s][\delta] = [F^m] + [F^p] \quad (2.87)$$

式中  $[F^m]$ 、 $[F^p]$  分别是结构受到外激励的等效节点载荷和对流体作用的等效载荷, 对流体等效作用载荷表示具体如下:

$$[F^p] = \sum_e \left[ \iint_{S_{sf}^e} [f_e]^p ds \right] = \sum_e \left[ \iint_{S_{sf}^e} [N_\delta]^T [n_1] [N_p]^T [p] ds \right] \quad (2.88)$$

$$[F^p] = [R]^T [P] \quad (2.89)$$

$[M^s]$ 、 $[K^s]$  分别是结构的整体总质量矩阵和总刚度矩阵, 具体如下:

$$\begin{cases} [M^s] = \rho_s \iiint_{V_s} [N_\delta]^T [N_\delta] dV \\ [K^s] = \iiint_{V_s} [B_\delta]^T [D] [B_\delta] dV \end{cases} \quad (2.90)$$

另外式中  $[N_\delta]$ 、 $[B_\delta]$ 、 $[D]$  分别是插值函数矩阵、应变矩阵和结构弹性矩阵。然后将以上式子分别代入固体结构有限元方程得:

$$[M^s][\ddot{\delta}] + [K^s][\delta] - [R]^T [P] = [F^m] \quad (2.91)$$

在计算过程中, 固体域中的结构由于在垂直于声波传播方向 (z) 上通常一个周期单元元胞 (晶格常数用 a 表示) 进行, 故需要在 x 方向和 y 方向设置周期性边

界条件:

$$\begin{cases} u(x+a, y, z) = u(x, y, z)e^{ik_x a} \\ u(x, y+a, z) = u(x, y, z)e^{ik_y a} \end{cases} \quad (2.92)$$

在流体域中, 用完美匹配层来消除声波反射和无穷大流体域, 流体域中入射波声场表示为:

$$p_{in}(x, y, z) = Ae^{i(k_x x + k_y y + k_z z)} \quad (2.93)$$

综上, 声-结构耦合有限元方程可表示为:

$$\begin{bmatrix} [R]^T & [K^s] - \omega^2 [M^s] \\ [K^p] - [C_\phi] - \omega^2 [M^p] & -\rho_0 \omega^2 [R] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [p] \\ [u] \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [F^m] \\ [C_0] \end{bmatrix} \quad (2.94)$$

通过求解该有限元方程, 得到模型中流体域的声压场分布、固体域中的位移场分布, 从而求得声压反射系数, 声压透射系数, 最后计算得到声压吸声系数, 表达式如下所示:

$$\begin{aligned} r &= \frac{p_r}{p_{in}} \\ t &= \frac{p_t}{p_{in}} \\ a &= 1 - r^2 - t^2 \end{aligned} \quad (2.95)$$

### 2.3.4 结构拓扑优化计算方法

拓扑优化是一种在结构设计域  $\Omega$  内寻找最佳的材料分布使目标函数  $f$  最小化的结构优化方法。本文选用变密度法 (Solid Isotropic Material with Penalization, 简称为 SIMP) 定义密度与弹性模量间的假定函数关系, 以设计域内每一个单元介质的相对密度作为设计变量, 假设材料介质的性质与密度设计变量在基本水平上存在幂律关系, 形式如下:

$$E(\rho) = \rho^\beta E_0, \quad 0 \leq \rho_{\min} \leq \rho_i \leq 1 \quad (2.96)$$

$E_0$  为材料的杨氏模量,  $\beta$  是惩罚因子, 一般取值 2 到 4 之间, 使得收敛到 0-1 解, 在空洞域为 0, 在固体域为 1, 然后将设计域离散为  $N$  个有限单元, 每一个单元有一个相对密度变量  $\rho_i$ ,  $\rho_{\min}$  是最小相对密度。

由于应变能正好平衡了所施加的荷载所做的功, 因此, 使应变能最小化, 使

施加荷载的点处产生的位移最小化，有效地使结构的顺应性最小化，使结构的刚度最大化。本文以总应变能为目标函数，定义了最优性准则。另一个目标是总质量最小，这是优化结构质量的上限。则拓扑优化数学模型或优化列式如下：

$$\begin{cases} \text{Min } W_s \\ \text{s.t. } F = F_p \\ \sum_{i=1}^N (\rho_i v_i) / V \leq \text{volfrac} \\ 0 \leq \rho_{\min} \leq \rho_i \leq 1 \end{cases} \quad (2.97)$$

其中  $W_s$  是应变能， $F$  是外界施加的力， $V$  是设计域的总体积， $v_i$  是设计域内第  $i$  个单元的体积， $\text{volfrac}$  是允许设计域内固体材料使用量的上限值， $N$  代表设计域内划分的单元数量。综上运用 COMSOL 计算了几何与边界受力都具有对称性的结构钢体的拓扑优化，计算结果如下所示：

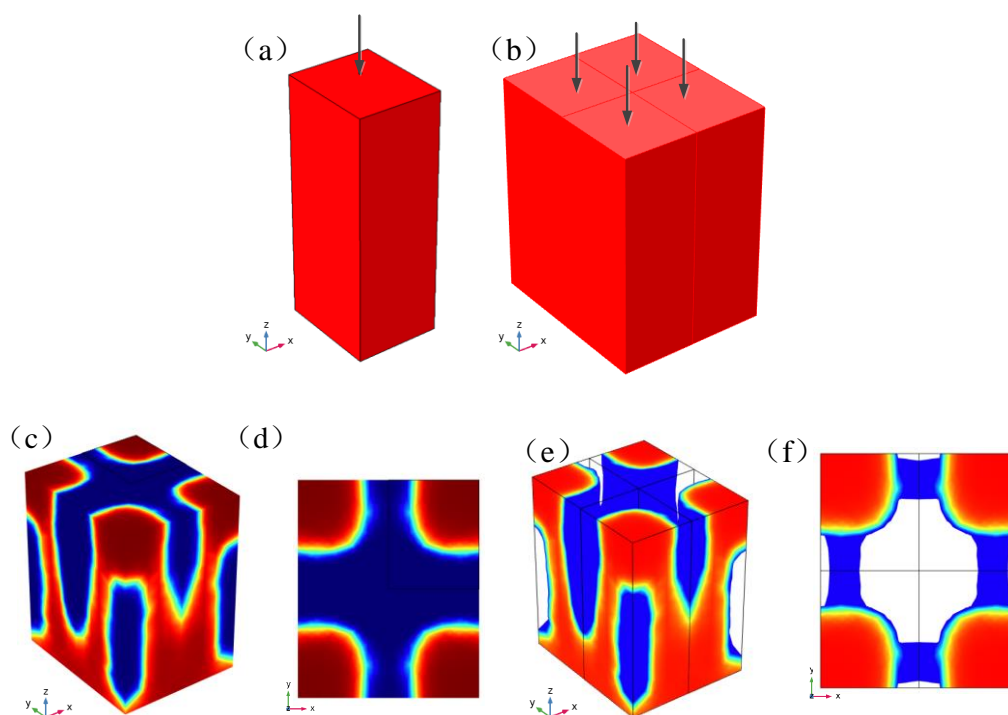


图 2.8 拓扑优化模型：(a) 四分之一对称计算模型 (b) 完整模型 (c) 刚度分布立体图 (d) 刚度在 xoy 底面的分布图 (e) 拓扑优化后的材料分布立体图 (f) 拓扑优化后材料在 xoy 底面的分布图

Figure 2.8 Topology optimization model : (a) one-quarter symmetric calculation model (b) complete model (c) Stiffness distribution stereogram (d) Stiffness distribution on XOY bottom plane (e) Material distribution stereogram after topology optimization (f) Material distribution on XOY bottom plane after topology optimization



计算几何对称性结构可以按照对称性建模计算如图 2.8 (a)，使用镜像数据集建立解决方案的后处理和检查图如图 2.8 (b) (c) (e)，以显示完整的解决方案。网格大小是作为默认的过滤器半径。对于拓扑优化使用 MMA 求解，MMA 可快速地向近似最优方向前进。该算法快速、可靠地生成了拓扑优化结果，目标函数值得到了很好的提高。

## 2.4 实验方法

本研究的实验方法包括材料的制备工艺和材料性能测试方法两部分。由于采用聚氨酯弹性体作为阻抗梯度变化材料的基体材料、空心局域共振吸声超材料的硬质基体材料和软质包覆材料，所以材料制备分聚氨酯的组分选择和制备两个方面做简要的说明。

### 2.4.1 材料的组分选择及原料

聚氨酯弹性体具有较强的粘弹性以及与水相近的声阻抗等特性，是一种被广泛用于水下吸声的粘弹性材料。聚氨酯弹性体的吸声性能除了与声阻抗有关还与其弹性模量有关，并且可以通过改变聚氨酯的结晶倾向来获得想要的弹性模量，这里的结晶倾向主要是指聚氨酯分子链中含有一定比例的硬链段和软链段产生的微相分离，因此可以通过适当的配方来达到改变其硬段和软段的比例从而改变其弹性模量。聚氨酯的合成方法一般有一步法和两步法（也叫预聚体法），一步法是将全部原料配方均匀混合，反应生成聚氨酯；两步法是将低聚物多元醇和多异氰酸酯先反应生成分子量比较低的预聚物，然后再加入扩链剂与预聚物反应生成聚氨酯。通常预聚物是由低聚物多元醇如聚酯、聚醚，与过量的二异氰酸酯反应制备而成。本文研究用到的原料如下表所示：

表 2.1 主要原料与试剂

Table 2.1 Main raw materials and reagents

试剂名称	纯度	生产厂家
丁羟胶 (HTPB)	羟值 0.78mmol/g	淄博齐龙化工股份有限公司
液化改性 MDI	-	烟台长河聚氨酯有限公司
1,4 丁二醇 (BDO)	分析纯	上海化学试剂公司
无水乙醇	分析纯	北京化学试剂公司
聚醚 PTMG/TDI 预聚体	NCO 含量 5.2%	万华化学集团股份有限公司
扩链交联剂 MOCA	-	万华化学集团股份有限公司

## 2.4.2 材料制备的仪器设备

在这个制备的过程中所用到的仪器和设备如下表所示：

表 2.2 主要实验设备

Table 2.2 Main experimental equipment

仪器与设备名称	型号	生产厂家
真空保温干燥箱	ZK82J	上海恒科仪器有限公司
电子天平（精度 0.1mg）	HR-200	日本 A&D 有限公司
电搅拌器	JJ-2	江苏金坛医疗仪器厂
电热恒温水浴	DF- II	江苏省金坛市医疗仪器厂
超声波清洗器	AS3120C	天津奥特赛恩斯仪器有限公司
高压反应釜真空搅拌器	ZKJB-5S	巩义市英峪博研仪器设备厂
单相电容运转电动机-真空泵	YL90L4	天津鑫维电机厂

## 2.4.3 材料制备的工艺流程

聚氨酯的制备工艺流程如下图所示：

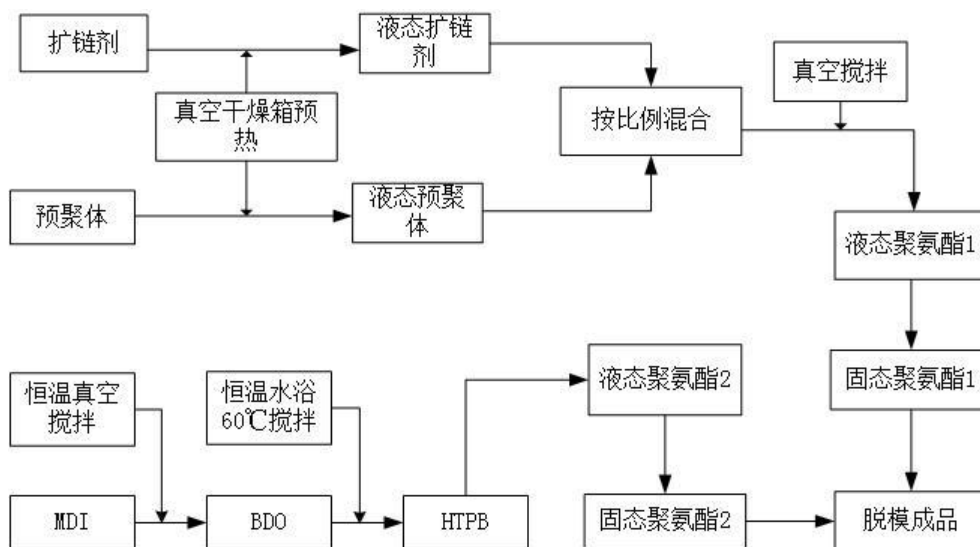


图 2.9 聚氨酯制备工艺流程图

Figure 2.9 Preparation process flow chart of polyurethane

## 2.4.4 材料的声学测试方法

由于本研究测试样品材料在 200-10000Hz 低频范围的吸声系数，所以采用驻波管测试系统，主要包括驻波比法和传递函数法，因为驻波比法需要测量管内驻波的最大最小位置，局限于常压单频测量等不足，所以本文运用传递函数法进行

测量，其测试原理如图 2.10 所示， $p_i$  表示平面声波入射波， $p_r$  表示反射波，幅度值分别为  $A$  和  $B$ ，声波在管内任一位置处的声压如式 2.98 所示：

$$p(x) = p_i(x) + p_r(x) \quad (2.98)$$

且当入射声波的压力为谐波形式：

$$p_i = Ae^{ikx_0} \quad (2.99)$$

其中  $k$  代表水中声波波矢， $x_0$  表示声波入射位置，则式 2.98 即：

$$p(x) = Ae^{i(kx-wt)} + Be^{-i(kx+wt)} \quad (2.100)$$

声压反射系数可表示为：

$$r_p = \frac{p_r}{p_i} = \frac{1 - H_{12}e^{ikx_1}}{H_{12} - e^{ikx_1}} e^{2ikx_2} \quad (2.101)$$

其中表示  $x_1$  两个水听器之间的距离， $x_2$  表示实验样品材料与两个水听器中间位置之间的距离， $H_{12}$  表示从第一个水听器到第二个水听器的传递函数，大小如下所示：

$$H_{12} = \frac{p_2}{p_1} \quad (2.102)$$

式中  $p_1$  和  $p_2$  分别表示第一个水听器的声压和第二个水听器的声压，则当测试钢背衬下材料样品的吸声系数时，透射波忽略不计，所以吸声系数如下：

$$a = 1 - r_p^2 \quad (2.103)$$

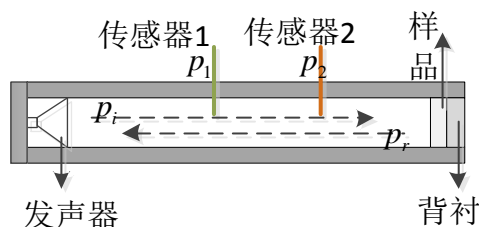


图 2.10 传递函数测试吸声原理示意图

Figure 2.10 Schematic diagram of sound absorption principle tested by transfer function

#### 2.4.5 材料的力学测试方法

本文研究中的样品材料组分的力学参数如弹性模量和泊松比等，对于样品的

吸声性能有着重要的影响，尤其是在研究材料的吸声机理时，与局域共振单元的振动模态有密切的关系。由于水声材料的实际工况是静压中的吸声性能，所以主要是测试静态压缩下的材料力学参数。根据国标 GB/T7314-2005，于中国科学院力学研究所的 MTS810 液压伺服材料万能试验机对材料进行力学性能的测试，得出在吸声研究中相关的力学参数。

## 2.5 小结

本章主要内容是概述了本论文对材料吸声机理研究的声学理论、数值计算、实验制备及性能测试等研究方法，具体有如下几点结论：

(1) 研究并推导出阻抗梯度按照层数的变化分布的声学计算方法。

(2) 基于有限元方法计算声子晶体能带结构与建立声学传输模型，验证了本章建立的有限元方法模型的有效性与正确性，为本文开展研究工作奠定计算基础。

(3) 建立了运用变密度法对结构进行拓扑优化的数学计算模型。

(4) 确定材料制备工艺，包括材料基体组分材料和软包覆组分材料的制备配方、仪器设备和工艺流程。并给出了驻波管法测试材料吸声性能的测试方法，以及作为材料基本参数的力学测试方法。

## 第3章 多层阻抗梯度变化材料的吸声机理研究

### 3.1 引言

阻抗梯度变化吸声材料 (Sound absorbing material with varying impedance gradients, 简称为 SMIG) 是一种阻抗在厚度方向逐渐变化的材料,主要有尖劈/锥的结构型阻抗变化和多层介质阻抗梯度渐变型两种。尖劈/锥吸声材料在实现良好低频吸声性能上要求尖劈/锥结构长度过大,应用受到限制。多层阻抗梯度变化吸声材料 (Multilayer sound absorbing material with varying impedance gradients, 简称为 MSMIG) 从声波入射端面开始逐渐增大阻抗直到声波透射端面与高阻抗介质相近,可通过设计阻抗梯度变化减少反射,优化其吸声性能,并已有研究给出其理论设计模型<sup>[117]</sup>,但是由于设计层数多,制备工艺精确度有限,不易于实现并推广应用。因此,本章以钢背衬水下吸声覆盖层为应用背景,提出一种制备工艺简单且易于实现阻抗匹配与吸声的设计方案,通过实验研究其对声波正、斜入射的吸收性能,以及运用有限元方法分析其声波斜入射吸声更优的吸声机理。

### 3.2 多层阻抗梯度材料研究与制备

根据阻抗梯度变化吸声材料需要满足的两个吸声的基本条件:一是声波入射介质的声特性阻抗与材料表面的声特性阻抗相匹配,以实现声波的最小反射;一是入射进材料内部的声波能够被尽可能多地吸收消耗,以实现声波的最小透射。另外按照吸声材料的实际工况需求,如应用在水下吸声覆盖层中,覆盖层的厚度有一定的限制。如何在一定厚度的限制基础上满足两个矛盾的基本条件从而实现相对更优的吸声性能,已有研究表明设计有沿着吸声材料厚度方向的、多层的、阻抗梯度连续变化的吸声材料有望优化传统吸声材料在较低频率范围的吸声性能。

按照平面声波垂直入射多层阻抗梯度变化吸声材料的吸声系数计算的理论推导<sup>[117]</sup>,阻抗的梯度变化规律是满足以声波传播时间为自变量的指数分布的模型,如式子 3.1 所示。

$$Z(t) = \int \gamma(t) dt = \int \frac{1}{2Z(x)} \frac{\partial Z(x)}{\partial t} dt = Z_1 e^{2\gamma t} \quad (3.1)$$

$$t(x) = \frac{1}{a_1} \ln \left( 1 + \frac{a_1}{c_1} x \right) \quad (3.2)$$

但在实验制备中难以实现阻抗随时间按照指数分布的连续变化,因此将指数分布的阻抗梯度变化吸声材料离散化为有限层数的阻抗梯度变化吸声材料,即将吸声材料分为若干层,每层材料介质的阻抗一定,阻抗从匹配层(即声波入射端面)随厚度增大逐层变化,这若干层材料共同复合成多层阻抗梯度变化吸声材料。因此,阻抗梯度变化吸声材料制备的前提准备有四个方面需要确定,分别是:(1)材料的样品厚度为 55mm;(2)以密度为变量的离散型分布;(3)组分选定;(4)制备工艺。

实验中使用万华化学有限公司生产的 PTMG/TDI,制备成实验所用的聚醚型聚氨酯,作为阻抗梯度变化吸声材料的基体材料。因为聚醚型聚氨酯耐水性强,具有较强的粘结力能够与被敷设包覆的物体长久牢固粘结为一体。同时,在考虑其应用为包覆在钢材质壳体表面的情况,并依据粘弹性基体吸声材料厚度不小于 50mm 的工况条件,制备了添加有铁粉、钨粉、铁钨两相混合三种多层阻抗梯度变化吸声材料样品,每个样品的总厚度均为 55mm。

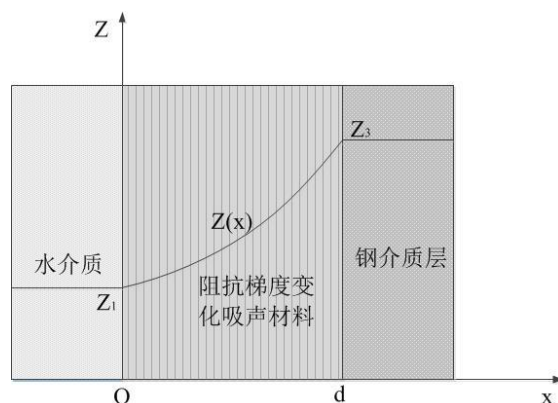


图 3.1 多层阻抗梯度变化吸声材料的阻抗匹配及梯度变化示意图

Figure 3.1 Schematic diagram of impedance matching and gradient variation of multilayer impedance gradient change sound absorbing material (MIGM)

如图 3.1 所示,多层阻抗梯度变化吸声材料的一侧表面声特性阻抗与水介质的声特性阻抗相匹配,另一侧与钢体表面的声特性阻抗接近,内部则是由质量密度梯度分布所致阻抗梯度变化的吸声层材料叠加复合而成,对声波进行尽可能多

地吸收与衰减。铁粉、钨粉两种添加相颗粒的平均粒径均为  $25\mu\text{m}$ ，运用共混法制备了三种阻抗梯度变化的吸声材料样品，其成分如表 3.1 所示。

表 3.1 多层阻抗梯度变化吸声材料的组分配比

Table 3.1 Component proportion of multilayer impedance gradient change sound absorbing material

样品层数	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
聚氨酯	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
铁	0	0.2	0.4	0.8	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0	3.5	4.0
钨	0	0.2	0.4	0.8	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0	3.5	4.0
铁/钨	0	0.2	0.4	0.8	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0	3.5	4.0
密度比	1	1.2	1.4	1.8	2.0	2.5	3.0	3.5	4.0	4.5	5.0

多层阻抗梯度变化吸声材料的制备工艺如图 3.2 所示，(1)添加定量的 PTMG 聚醚型预聚体、炭黑（粉末状做复合材料的补强剂，和一定的上色作用）、添加的铁或钨粉，利用巩义市英峪博研仪器设备厂生产的真空高压反应釜抽真空并搅拌均匀；(2)取出后再加入定量的 MOCA，再次放回真空高压反应釜中真空搅拌均匀，取出后置于宁波新芝生物科技股份有限公司出厂的超声清洗器中超声 30mins 使添加的铁粉颗粒均匀分布于还未固化的聚氨酯基体中，超声结束后将该混合物倒入模具中，厚度控制在每层 5mm，接着置于上海-恒科仪器有限公司出厂的真空干燥保温箱  $80^\circ\text{C}$  保温一定时间直至表干；(3)同时，下一步使铁粉按照以 20% 的基体材料质量比重复上面的步骤然后将制取的液态混料倒入上述已经有一层表干的厚 5mm 材料样品的模具中（5mm/层）；(4)在制备每层时改变铁粉质量的基础上，按照上述步骤叠加至 55mm 厚的材料，置于真空保温箱中  $80^\circ\text{C}$  保温、熟化若干小时。(5)第二组将梯度变化成分铁粉改为钨粉，同样梯度变化；第三组为铁粉和钨粉混合使用，添加的质量有相同的密度梯度变化。

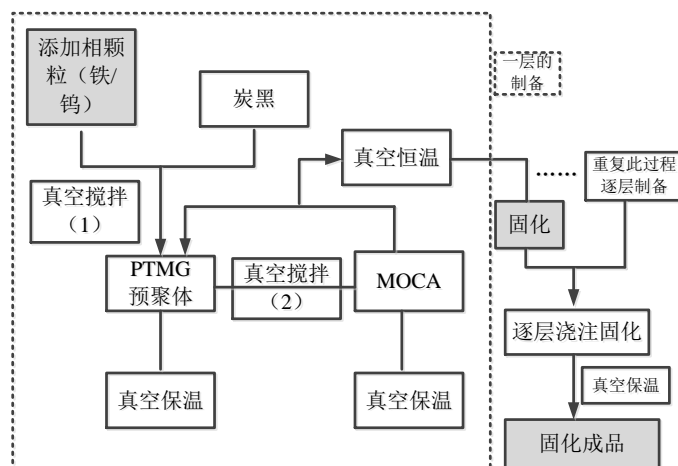


图 3.2 多层阻抗梯度变化吸声材料的制备工艺流程示意图

Figure 3.2 Schematic diagram of preparation process flow of multilayer impedance gradient change sound absorbing material

实验所制备的三种材料样品实物图见图 3.3，图 3.3 (a) 为铁粉添加相阻抗梯度材料样品；(b) 为钨粉添加相阻抗梯度材料样品；(c) 为铁粉和钨粉混合添加的阻抗梯度材料样品，每层材质均匀，梯度分层明显可见。



图 3.3 多层阻抗梯度变化吸声材料的样品实物图

Figure 3.3 Images of multilayer impedance gradient change sound absorbing material samples

### 3.3 多层阻抗梯度材料声学特性测试

对材料样品的吸声系数运用声学测试系统进行测试如图 3.4 所示，本研究工作测试了声波垂直入射样品表面和斜入射样品表面两种情况下的吸声系数，并对多层阻抗梯度变化材料的每层材料层进行了声速、阻抗的测量。



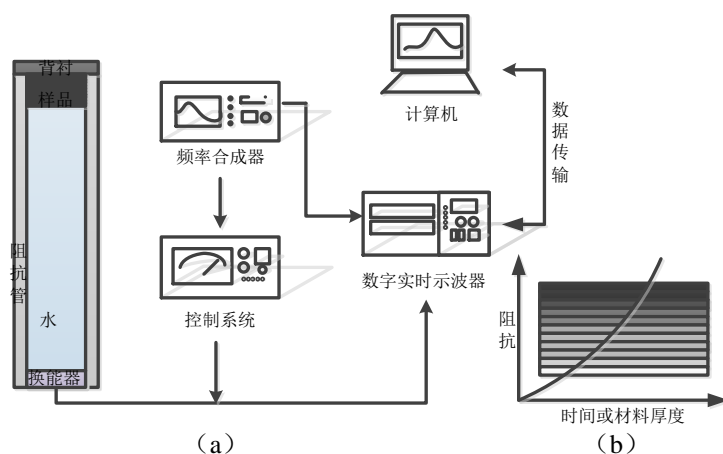


图 3.4 样品与吸声测试系统示意图：(a) 吸声系数测试系统；(b) 样品及阻抗变化  
 Figure 3.4 Schematic diagram of samples and sound absorption test: (a) sound absorption coefficient test system; (b) sample and impedance variation

如图 3.5、图 3.6、图 3.7 所示的密度、声速在材料样品的不同厚度处的大小，其中左纵轴表示多层阻抗梯度变化复合吸声材料的密度在样品材料厚度方向上、不同材料层的分布，右纵轴表示多层阻抗梯度变化复合吸声材料的声速在样品材料厚度的方向上，随着材料层过渡的变化。

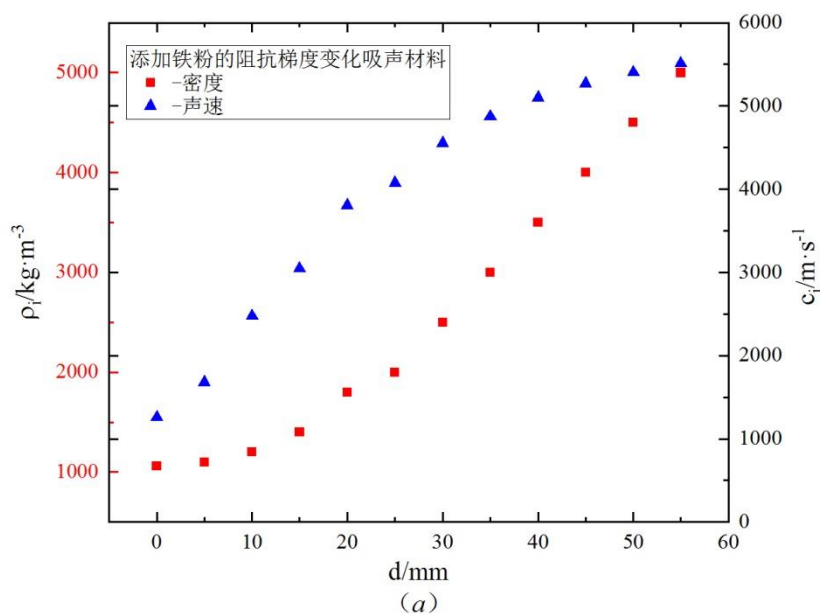


图 3.5 铁-多层阻抗梯度变化吸声材料逐层的密度与声速分布  
 Figure 3.5 The density and sound velocity distribution of layer by layer for Iron-SMIG

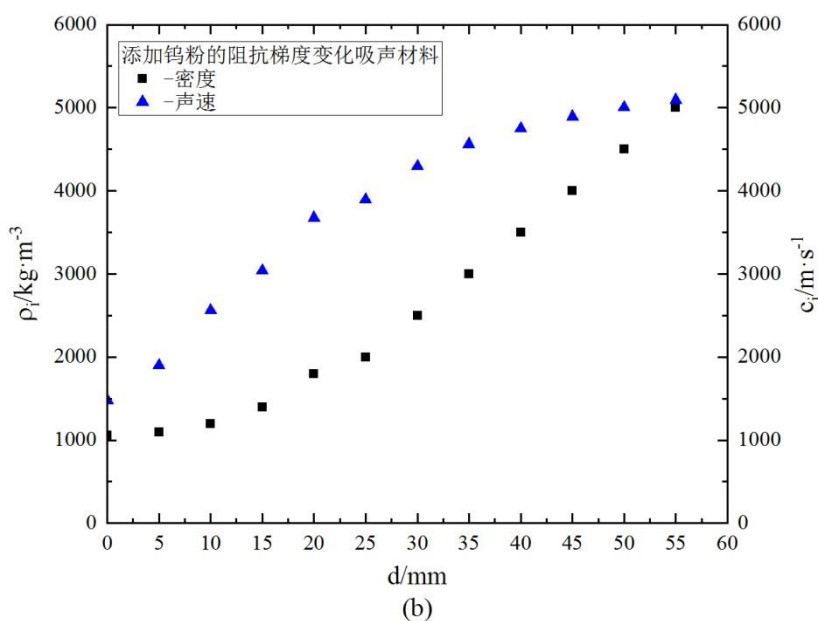


图 3.6 钨-多层阻抗梯度变化吸声材料逐层的密度与声速分布

Figure 3.6 The density and sound velocity distribution of layer by layer for tungsten-SMIG

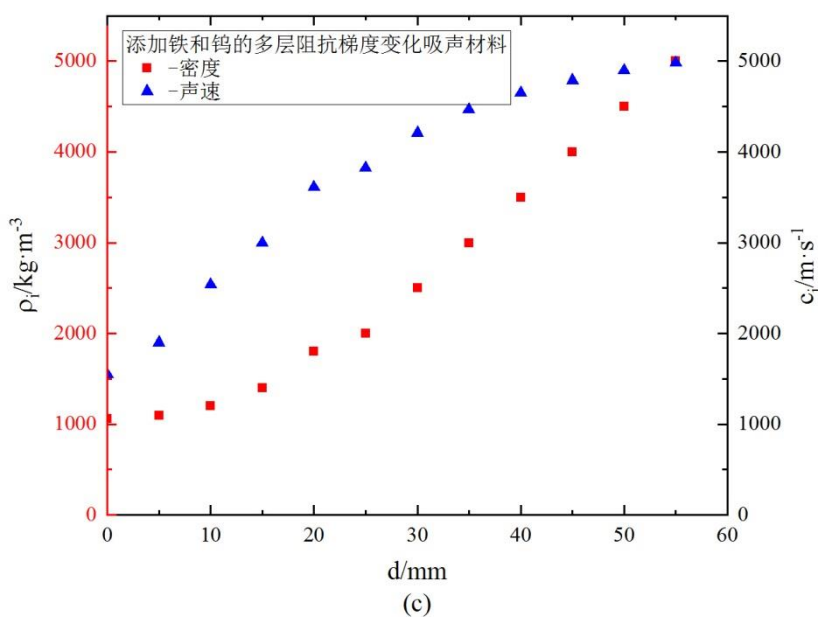


图 3.7 铁/钨-多层阻抗梯度变化吸声材料逐层的密度与声速分布

Figure 3.7 The density and sound velocity distribution of layer by layer for Iron/tungsten-SMIG.

三种多层阻抗梯度变化复合材料的相应的添加材料都是按照相同的密度倍增设计制备而成，所制备的样品材料经过声学测试系统获得每层材料样品的声速，可见声速的变化率不同于密度增加的变化率，前者逐渐增大，后者逐渐减小，在

这样的密度比分布规律下设计出声速变化率逐渐增大的材料层,多层阻抗梯度变化复合材料的声学特性研究,还需要对其阻抗分布进行测量,具体测试阻抗在材料厚度方向上的分布情况如图 3.8 所示,离散点为声学系统测试值,实曲线为以厚度方向的传播距离为自变量的指数函数拟合而成,拟合效果有明显差距。因此,按照多层阻抗梯度变化复合材料的吸声要求,即阻抗分布须满足对时间的指数函数分布情况,通过运用式 3.1 的指数函数分布进行拟合,详细如图 3.9、图 3.10 和图 3.11 所示。

### 3.4 多层阻抗梯度材料阻抗分布

从图 3.9、图 3.10 和图 3.11 所示的三种多层阻抗梯度变化复合材料的声学特性阻抗随时间的变化的离散分布,在根据测量所得密度比、声速、层厚传播距离,运用式 3.1 给出的阻抗随时间按照指数函数分布的形式  $Z(t) = Z_1 e^{2\gamma t}$  计算拟合,从图中发现,对比上文提到的关于密度、声速在材料层厚度方向的分布如图 3.5、图 3.6、图 3.7,以及对比阻抗随厚度的传播距离变化的拟合曲线,发现材料的声学特性阻抗随时间的指数函数分布拟合曲线,基本与材料的声阻抗的真实测试值有较好的一致性。

声波斜入射多层阻抗梯度变化声学材料的理论方法基于多层阻抗梯度变化介质的声学理论,研究多层阻抗梯度变化声学材料的吸声性能。根据已有研究所指出的阻抗在声波传播过程中随时间呈指数分布有利于声波最大限度得被材料吸收,本章对实验中密度呈梯度增大、离散分布得到相应的阻抗梯度分布所得的离散点采用  $Z(t) = Z_1 e^{2\gamma t}$  形式的函数进行拟合如图中所示的实线,不难看出,阻抗点的梯度变化与拟合曲线的梯度变化具有较好的一致性,为设计制备阻抗匹配梯度变化吸声材料给出了一种可参考的方案。

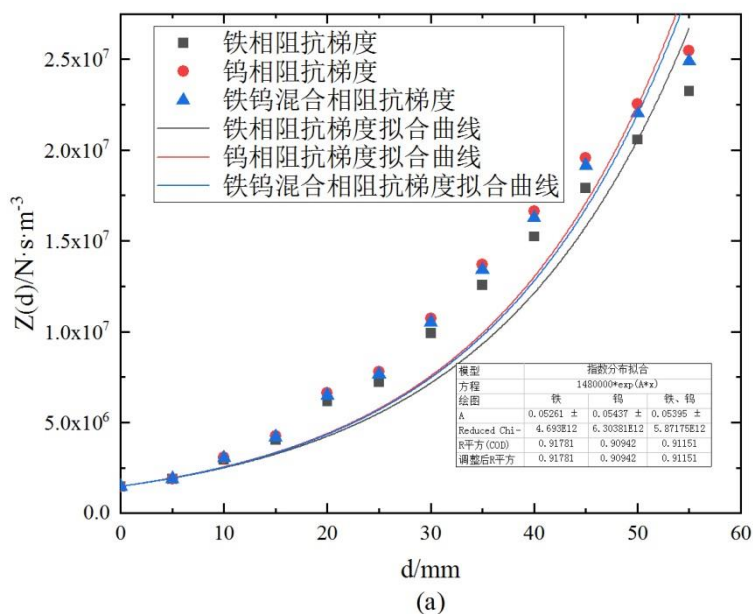


图 3.8 三种材料的阻抗随声波在样品厚度方向传播于不同材料层的阻抗值及其拟合曲线；  
 Figure 3.8 Impedance values of the three materials propagating to different material layers along with sound waves in the direction of sample thickness and their fitted curves;

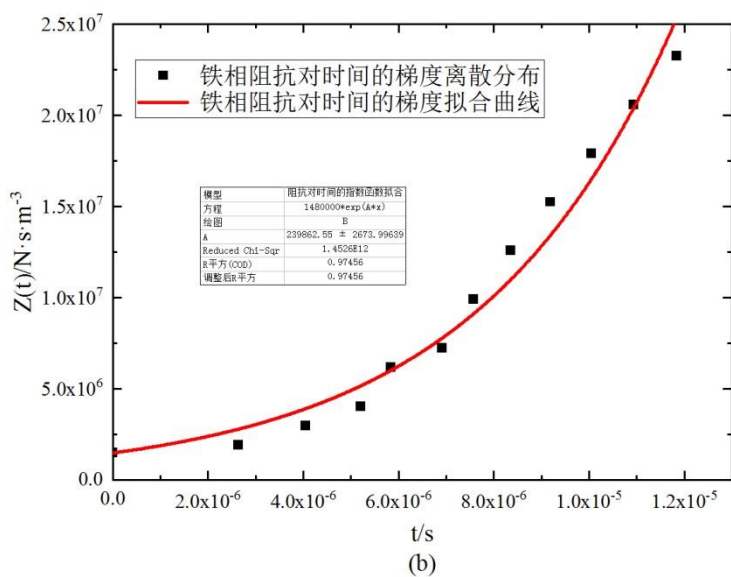


图 3.9 铁相阻抗梯度材料的阻抗随声波在样品厚度方向上传播于不同材料层所用时间的阻抗值的拟合曲线；  
 Figure 3.9 A fitting curve of the impedance of the ferro-phase impedance gradient material with the time it takes for the acoustic wave to travel through different material layers along the direction of the sample thickness

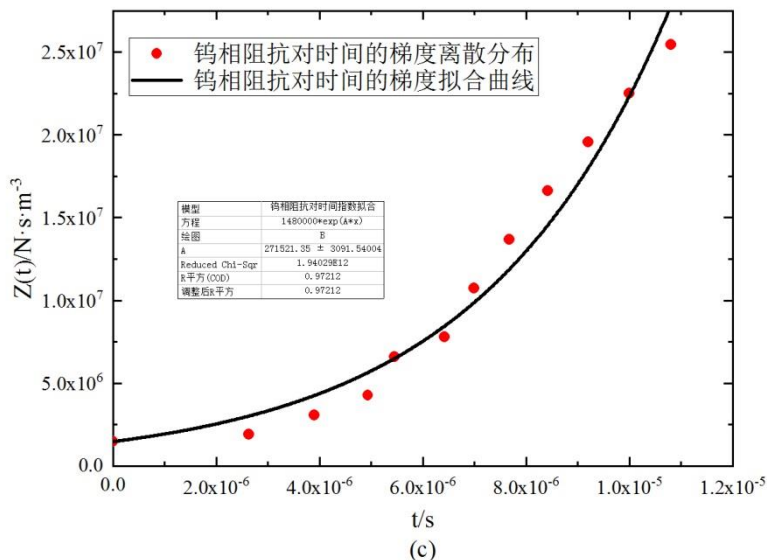


图 3.10 钨相阻抗梯度材料的阻抗随声波在样品厚度方向上传播于不同材料层所用时间的阻抗值的拟合曲线；

Figure 3.10 A fitting curve of the impedance of the tungsten phase impedance gradient material with the time it takes for the sound wave to travel along the thickness of the sample to different material layers;

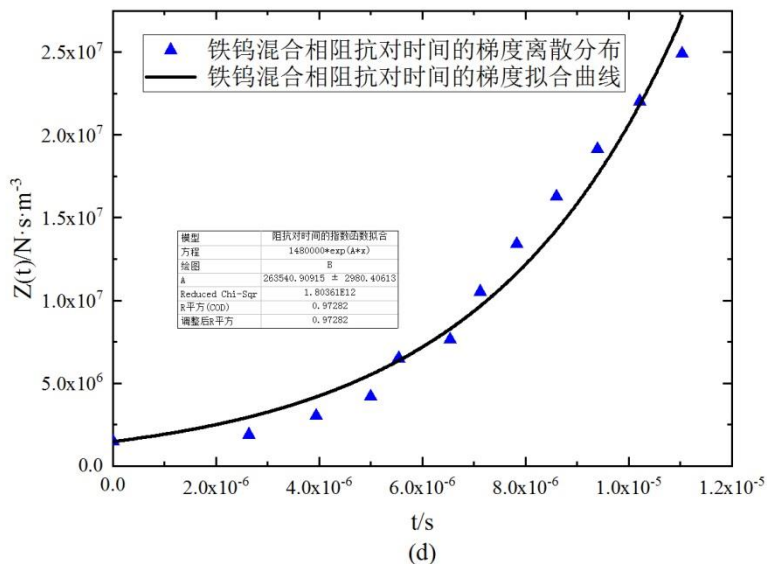


图 3.11 铁/钨相阻抗梯度材料的阻抗随声波在样品厚度方向上传播于不同材料层所用时间的阻抗值的拟合曲线

Figure 3.11 A fitting curve of the impedance of the fe/W phase impedance gradient material with the time it takes for the sound wave to travel along the thickness of the sample to different material layers

按照第二章中指出的研究方法，在阻抗梯度变化吸声材料的模型中，阻抗满

足关于时间  $t$  的指数分布。但是实验设计及制备上难以严格控制，因此在实验中按照添加剂的添加量以密度按照底数为 2 的幂指数的梯度方式递增，然后测量其声速，得出材料的声学特性阻抗在阻抗梯度变化的声学材料中每一层的离散分布点如上图 3.9、3.10、3.11 所示，为了验证理论的准确程度，研究中将阻抗离散点分布拟合为相对误差最小且其相关度为 0 的指数分布的阻抗变化。这在实现提高吸声性能的同时，一方面验证了已有理论的可靠性，另一方面为实验设计提供了一种简单易实现的参考。

### 3.5 阻抗梯度变化吸声材料测试结果与讨论

#### 3.5.1 声波正入射材料的吸声性能

声波正入射进铁粉颗粒、钨粉颗粒、铁/钨粉两种颗粒混合的三种阻抗梯度复合材料的吸声系数如图 3.12 所示，铁粉添加相阻抗梯度复合材料的声波吸收频段向高频移动，并在 6.5kHz 时吸声系数达到 0.85。钨粉添加相阻抗梯度复合材料在 6kHz 之前吸声系数增长幅度比铁粉添加相阻抗梯度复合材料的大，6kHz-7kHz 之间钨粉添加相阻抗梯度复合材料的吸声系数低于铁粉添加相阻抗梯度复合材料，7kHz-10kHz 之间钨粉添加相阻抗梯度复合材料的吸声系数高于铁粉添加相阻抗梯度复合材料的吸声系数。铁/钨粉混合添加相阻抗梯度复合材料的吸声系数除了在 6.5kHz-7.5kHz 之间低于钨粉添加相阻抗梯度复合材料的吸声系数外，在测试频段以内的其他频段都比铁粉添加相或钨粉添加相的阻抗梯度复合材料具有更高的吸声系数，其中在 10kHz 附近吸声系数达到 1.0，对声波全吸收。整体来看，声波正入射情况下钨粉添加相和铁/钨粉混合添加相的阻抗梯度复合材料的吸声系数较高，可能是因为钨密度高于铁，从而钨粉颗粒在测试频率较低时产生了较铁粉颗粒更剧烈的振动，同时加剧相间摩擦，使得机械振动能转化为热能，吸声效果更好。铁/钨粉添加相阻抗梯度复合材料的吸声系数整体优于钨粉添加相的阻抗梯度复合材料，可能是因为部分铁粉颗粒在频率较高时发生了比钨粉颗粒更剧烈的振动，因而吸声耗能效果较钨粉添加相的阻抗梯度复合材料的更好，因此，铁/钨粉混合添加相阻抗梯度复合材料具有更好的吸声性能。

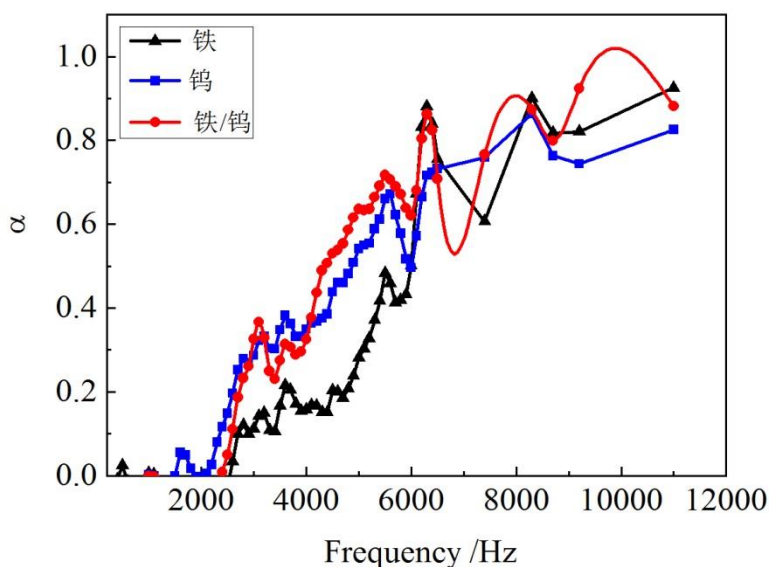


图 3.12 声波正入射时的三种阻抗梯度变化材料的吸声系数

Figure 3.12 Acoustic absorption coefficients of three sets of impedance gradient change materials at normal incidence

### 3.5.2 声波斜入射材料的吸声性能

声波斜入射进铁粉颗粒、钨粉颗粒、铁/钨粉两种颗粒混合添加相的三种阻抗梯度复合材料的吸声系数如图 3.13 所示，铁/钨粉混合添加相阻抗梯度复合材料的吸声系数从 2kHz 开始有明显的提高，在 3kHz 处达到 0.85，在 4kHz 处达到 1，吸声效果优于铁粉添加相的和钨粉添加相的阻抗梯度复合材料。同时在 4kHz-8.5 kHz 范围内，铁/钨粉混合添加相的阻抗梯度复合材料吸声系数整体高于其他两种材料的。8.5kHz 频率以上则铁粉添加相的优于铁/钨粉混合添加相的优于钨粉添加相的。整体来看，铁/钨粉混合添加相阻抗梯度复合材料在整个测试频率范围内具有相对较高的吸声系数，相对最宽的吸声频段，因此吸声性能相对最佳。

斜入射情况下，铁粉添加相、铁/钨粉混合添加相的两种阻抗梯度复合材料可能由于有密度较低的铁粉颗粒，因此在较高频率范围有着相对于钨粉添加相颗粒更剧烈的振动，因而吸声耗能效果较钨粉添加相的阻抗梯度复合材料的更好。钨粉添加相、铁/钨粉混合添加相的两种阻抗梯度复合材料在 5kHz-7kHz 之间吸声系数高于铁粉添加相的，可能是因为钨粉添加相颗粒密度较大，在低频时却有比铁粉颗粒更剧烈的振动，相间摩擦耗能较大。而在 2kHz-4kHz 之间较上面情

况更低的频率范围内，可能是由于钨粉颗粒相较于重发生沉降所致，使得部分钨粉颗粒与钨粉颗粒之间距离增近或紧密相接的情况发生，这样不利于较低频率范围的声波在材料中以散射、热能转化的耗能机制发生。

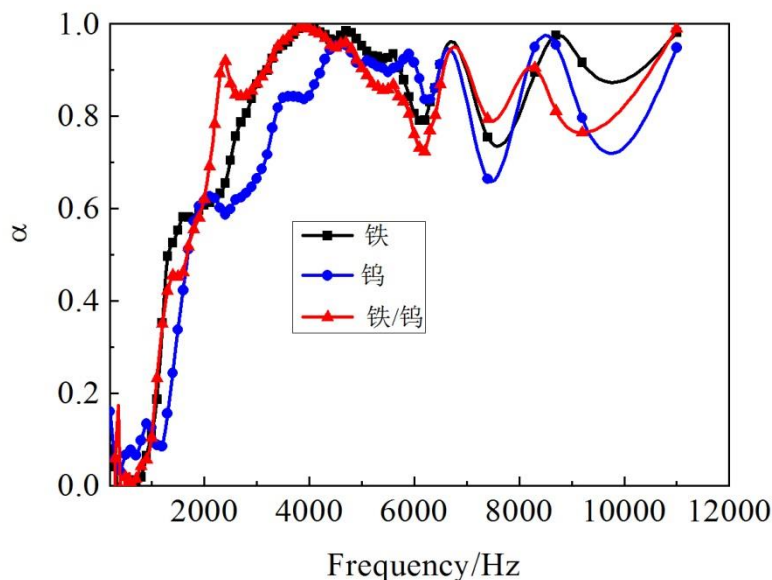


图 3.13 斜入射时的三种阻抗梯度变化材料的吸声系数

Figure 3.13 Acoustic absorption coefficients of three sets of impedance gradient change materials at normal incidence

### 3.5.3 两种入射下材料吸声性能的对比分析

比较上两种声波正、斜入射情况下的三种阻抗梯度变化复合材料的吸声系数，显而易见，三组材料在声波斜入射时所测得的吸声系数整体高于正入射情况下所测得的吸声系数，而且斜入射情况下具有良好吸声系数的频率范围更宽。可能是因为当声波斜入射时，声波入射进入材料后，在阻抗梯度变化的层间部分纵波转换成更容易衰减的横波，引起较大的剪切变形，使入射波能量被大量消耗掉。另外，声波斜入射进入材料后，在具有阻抗梯度变化的两层之间，发生了多次的反射与透射，伴有多次波形转换，使得斜入射情况下声波衰减得更多，因此具有更佳的吸声效果。如图 3.14 一束平面声波斜入射阻抗变化的材料介质界面后，声波在材料中层间的反射与透射后的示意图所示。



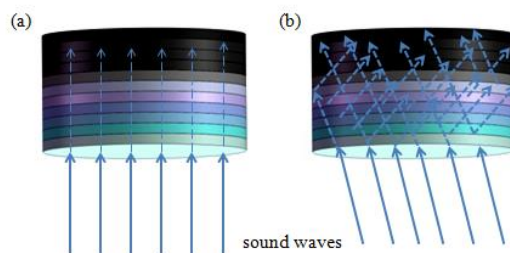


图 3.14 斜入射时的阻抗梯度变化材料中的声波传播示意图

**Figure 3.14 Schematic diagram of acoustic wave propagation in a material with an impedance gradient change at oblique incidence**

另外在同一入射情况下的不同材料的吸声效果不同,可以发现在聚氨酯基体中同时含有铁粉颗粒添加相和钨粉颗粒添加相后,在一定程度上弥补了铁粉添加相阻抗梯度复合材料在频率测试范围内的较低频段吸声效果差的不足,以及钨粉添加相阻抗梯度复合材料在测试频率范围的较高频段的吸声效果不足,从而成功地拓宽了阻抗梯度复合材料的吸声频率范围。

可能是铁粉添加相颗粒较轻,在较高频率处发生更加剧烈的振动,钨粉添加相颗粒较重,在较低频率范围发生更加剧烈的振动,从而两种金属粉的微颗粒共同在聚氨酯基体材料中各自发挥优势的同时又弥补了对方的不足,增加了铁/钨、钨/聚氨酯两种相间声波的反射耗能、散射耗能,因此表现出了更优的吸声性能。

### 3.6 声波正/斜入射阻抗梯度变化吸声材料的吸声机理研究

对于多层阻抗梯度变化吸声材料的声学特性如吸声系数的测试,本文所采用的方法是驻波管法,其中在测量材料样品在声波斜入射其表面测得的吸声系数是将样品安放在一个与测试声管密封结合的楔形安装结构实现的,由于在水下进行测量,不免存在一定的测量误差,但是这种测量方法简单方便,误差存在于样品斜置于管中与正置于管中背衬发生变化,如图 3.15 所示,从图 3.15 (a)中可以看出声波入射样品,透射端面与钢背衬接触,但是当样品斜放置于管中时如图 3.15 (b)中,声波入射样品后,透射声波端面与楔形安装结构的钢背衬中间可能充有水介质,声波从样品透射进入水中,由于材料样品声波透射端面与钢背衬的阻抗都远大于水介质的声特性阻抗,因此声波在样品和钢板之间形成充水的空腔,声波在其中发生多次散射等被消耗,这是声波正入射样品时不存在的。

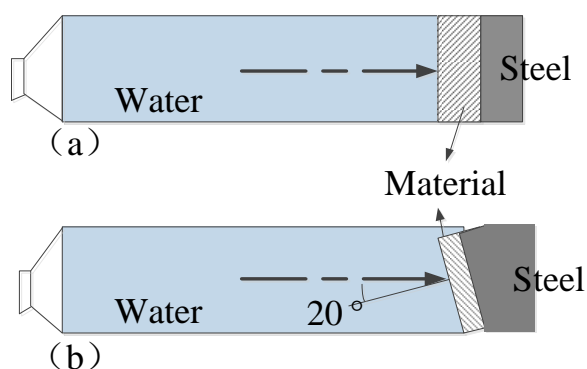


图 3.15 材料样品吸声测试示意图：(a) 声波正入射材料样品表面；(b) 声波斜入射材料样品表面

Figure 3.15 Schematic diagram of sound absorption test of material sample: (a) Sound wave is directly incident on the surface of material sample; (b) The acoustic wave is oblique incident on the surface of the material sample

为了研究这部分声波给测试带来的影响，本节运用第二章介绍的研究方法，通过 Comsol Multiphysics 多物理场耦合软件建立其声波传输模型，如图 3.16 所示，计算声波正入射样品与钢背衬间无水介质空腔（A）、声波正入射样品与钢背衬间有水介质空腔（B），声波斜入射样品与钢背衬间无水介质空腔（C）、声波斜入射样品与钢背衬间有水介质空腔（D）这四种情况下的材料样品吸声性能。其中情况 A 和情况 D 分别对应图 3.15（a）和（b），情况 B 与 D 作有水介质空腔的正斜入射对比，情况 A 和情况 C 是在不存在水介质空腔时只反映声波正斜入射对吸声影响的对比研究，为了清晰地体现本节对这四种情况的对比研究意义，如表 3.2 所示。

表 3.2 声波正/斜入射样品材料的吸声研究

Table 3.2 Study on sound absorption of sample materials with positive/oblique incidence of sound waves

	声波正入射	声波斜入射
样品与钢背衬间无水空腔	A	C
样品与钢背衬间有水空腔	B	D

本节对 ABCD 四种情况的吸声系数计算结果如图 3.17 所示，从图 3.17 可以看出，对应无水腔钢背衬的 A 和 C 的吸声系数对比结果为斜入射吸声系数高于正入射系数，这表明在消除样品与背衬间水介质的空腔影响后，声波斜入射钢背衬的样品吸声优于声波正入射样品的吸声，可见斜入射吸声优于正入射吸声的机理如上文所分析是存在的；那么在样品与钢背衬之间存在水介质空腔时，如图 3.17 中的 B 和 D 比较声波正入射样品和斜入射样品的吸声系数计算值，发现同

样是声波斜入射吸声优于声波正入射吸声，再次从计算上证明了声波斜入射多层阻抗梯度变化吸声材料的吸声系数优于声波正入射多层阻抗梯度变化吸声材料的吸声系数；另外，相对更加接近真实测试情况的正/斜入射分别对应 A 和 D，二者的吸声系数仍旧是斜入射优于正入射；最后，分别对比正入射的 A 和 B、C 和 D，在可看到，在声波正入射样品时，无水空腔的吸声系数优于有水空腔的吸声系数，而当声波斜入射样品时，吸声对比则相反。因此，接下来有两个问题需要进一步研究，一个问题是通过对比 A 和 C 的吸声计算模型的声场位移图分析正/斜入射的吸声机理，另一个问题是样品与钢背衬间有水介质空腔对声波正/斜入射样品的吸声的影响。

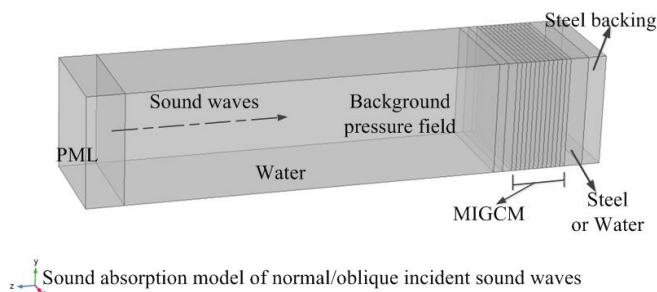


图 3.16 多层阻抗梯度吸声材料声学计算模型

Figure3.16 Acoustic absorption model of -SMIG

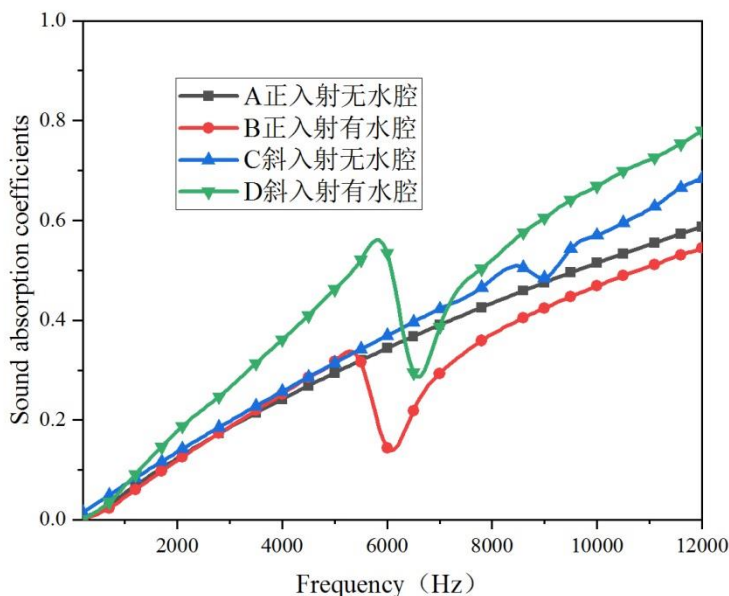


图 3.17 ABCD 四种情况的吸声计算值对比图

Figure3.17 Comparison of sound absorption calculation values of A/B/C/D under four conditions

根据对图 3.17 的分析,对比 A 和 C 它们在低频范围(4000Hz 以下)的吸声系数大小基本一致,随着频率的升高,声波斜入射样品的吸声系数升高得更快,因此针对声波入射方向问题:通过对比 11000Hz 处 A 和 C 的吸声计算模型的声场位移图分析正/斜入射的吸声机理,如图 3.18 所示,声波从左向右垂直即正入射样品在 11000Hz 处的材料内部位移场分布如图 3.18 (a) 所示红色箭头,可见位移方向与声波入射方向相同,样品内部只有发生纵向压缩运动,对比图 3.17 (b) 所示的红色箭头表示的是声波斜入射样品表面的内部位移场,显然位移方向不再是沿着声波方向运动,即在材料内部发生了除纵向运动外,还有横向的剪切运动,这说明声波斜入射多层阻抗梯度变化材料中其内部发生了剪切运动的声波耗能,与运用纵横波波形转换的声波衰减机理是一致的。

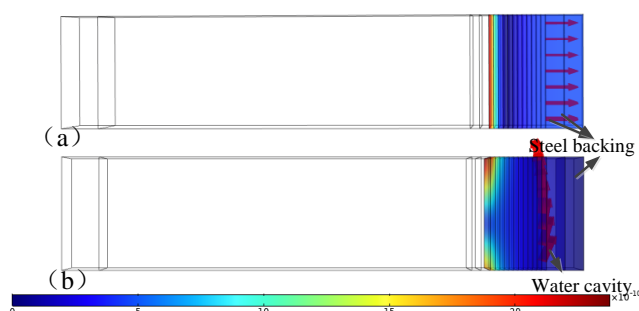


图 3.18 A 和 C 两种情况的材料样品在 11000Hz 处的位移场分布图

Figure 3.18 Displacement field distribution of material samples under two conditions A and C at 11000Hz

针对第二个问题:样品与钢背衬间有无水介质空腔对声波正/斜入射样品的吸声的影响,由于 A 正入射无水介质空腔与 D 斜入射有水介质空腔两种情况是最接近实际测试情况的一种,故先对 A 和 D 的声压场进行对比,由于声波频率增大后吸声系数趋于稳定值,故仍在在 11000Hz 处进行对比分析,如图 3.19 所示。图 3.19 (a) 表示的是声波正入射的声压场分布,图 3.19 (b) 表示的是声波斜入射的声压场分布图,明显可见声波正、斜入射的声压不同,声波正入射的声压场只有纵向疏密交替着周期分布,声波斜入射的声压疏密则按照入射反向交替周期分布。在 A 情况中样品直接与钢背衬紧密接触,如图 3.19 (a) 所示,而在图 3.19 所示的 D 情况中样品与钢背衬之间存在水介质空腔,且内部存在一定的声压,对比图例中的颜色由蓝从左向右变为红色表示声压逐渐增大,水介质空腔内部的声压值存,说明该空腔内部存在声波,则伴随有声波的消耗。

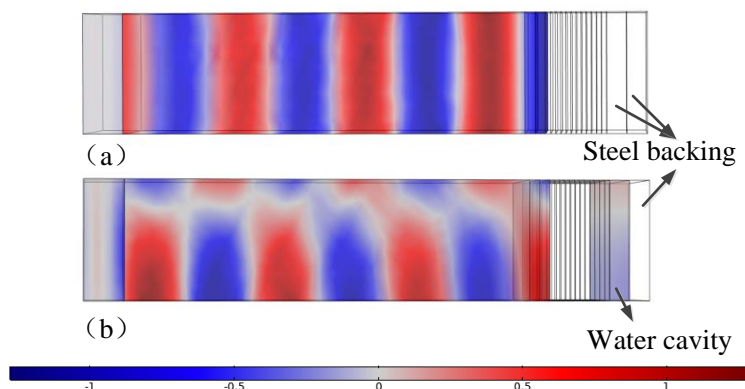


图 3.19 A 和 D 两种情况的材料样品在 11000Hz 处的声压场分布图

Figure 3.19 Sound pressure field distribution of material samples under two conditions A and D at 11000Hz

但在声波入射方向一定的情况下, 有无水介质空腔所表现出的吸声系数计算结果则不一定是有水腔优于无水腔的吸声, 如当声波正入射样品时的 A 和 B 情况, 对比二者在 11000Hz 处的声压场分布, 如图 3.20 所示, 在样品和钢背衬间存在水介质空腔的 B 情况如图 3.20 (b) 所示的水腔内声压比较相对较高, 因此声波在此处衰减量是可观的, 对比下的 3.20 (a) 的 A 情况无水腔则不存在此部分的声波衰减, 故吸声系数低于有水腔的吸声系数, 但如图 3.17 的黑色曲线 A 高于红色 B, 这与我们的预期分析是相反的。可能是因为, 样品发生微小位移是纵向上, 背景压力声压场与水腔声压场是分别位于样品入射端和透射端, 在声波正入射 样品入射端后, 样品只在纵向上进行压缩运动, 水腔的声压在较高时超过声波入射端面会致使声波穿过样品透射到声入射端面, 使得声波反射系数增大, 吸声系数降低。

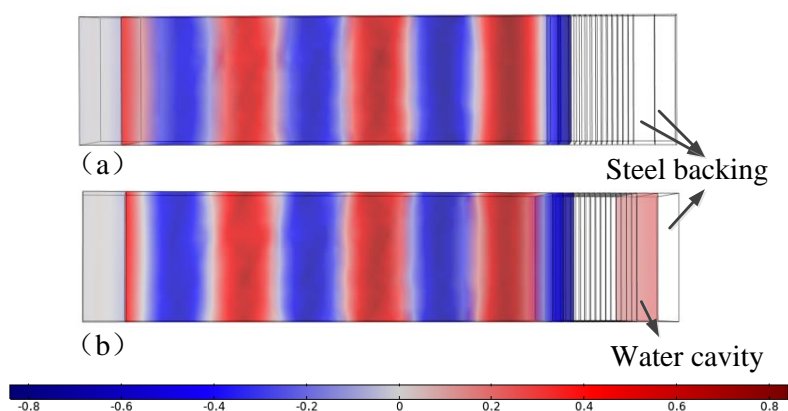


图 3.20 A 和 B 两种情况的材料样品在 11000Hz 处的声压场分布图

Figure 3.20 Sound pressure field distribution of material samples under two conditions A and B at 11000Hz

为进一步研究水腔对于声波消耗的作用,这里研究当声波斜入射材料样品时的 C 和 D 情况的声压场分布如图 3.21 所示,在 11000Hz 图 3.21 (b) 水腔处的声压存在,而 C 则不存在此部分声压,故从图 3.17 可看到 D 的吸声系数高于 C 的吸声系数,这与我们的预期分析是相同的。从对比 A\B\C\D 四种情况在有无水腔下的吸声系数大小为  $D>C>A>B$ 。因此,水腔声压的存在对声波衰减具有一定的作用。

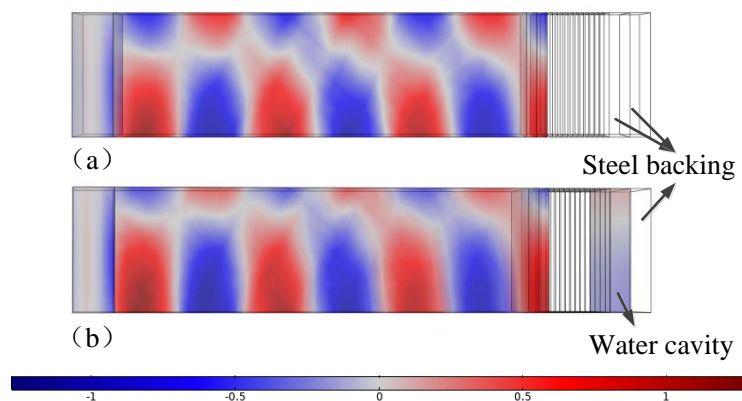


图 3.21 C 和 D 两种情况的材料样品在 11000Hz 处的声压场分布图

Figure 3.21 Sound pressure field distribution of material samples under two conditions C and D at 11000Hz

综上对声波正/斜入射多层阻抗梯度变化材料吸声机理的研究,从测试中存在于样品与钢背衬间的水介质空腔的存在与否切入对比分析了声波不同入射方向下的吸声系数,从位移场中样品材料的位移方向即运动形式判断斜入射吸声优于正入射吸声的运动机理,从声压场中水介质空腔中声压大小中分析其对吸声系数的影响,从理论与测试误差两个方面对声波正/斜入射材料的吸声机理进行了研究。

### 3.7 小结

本章对阻抗梯度变化吸声材料的阻抗分布、制备、吸声测试、吸声机理等进行了较系统的研究,主要结论包括以下两方面:

(1) 通过研究多层阻抗梯度变化吸声材料的阻抗分布规律,提出一种设计简单的阻抗分布方案,并制备出实际样品,进行 2000-11000Hz 频段的吸声测试,测试结果显示声波斜入射吸声系数整体优于声波正入射吸声系数。

(2) 结合实验测试声波斜入射样品的实际情况,运用有限元计算方法建立

多层阻抗梯度变化材料的声学传输模型,研究了声波正/斜入射下的各自有无水介质空腔存在共四种情况的吸声对比,基于声场中多层阻抗梯度吸声材料的位移图与流体域水介质中的声压分布图,进一步分析了声波斜入射多层阻抗梯度变化吸声材料的声波斜入射优于声波正入射的吸声机理。





## 第4章 空心声子木堆吸声机理与性能优化研究

### 4.1 引言

声子木堆 (locally resonance phonon woodpile , or LRPW)<sup>[185]</sup> 是基于局域共振机理引入堆垛结构形成的网络化局域共振声子晶体, 在 5-30kHz 的频率范围内对应多个声子带隙, 与实验测试声子木堆水下吸声系数达到 0.8 以上频率范围大体一致, 这与局域共振堆垛结构有着密切联系, 但测试吸声谱中存在一些通带范围的吸声, 这部分在带隙中没有体现。另外, 研究<sup>[186]</sup>对声子木堆产生宽频带隙机理指出, 单元胞中多振子在共振频率处耦合振动效应有利于拓宽声子带隙, 但拓宽范围有限。因此, 为了研究并获得一种轻质、耐静水压、低频宽带的水下吸声材料, 本章在建立了声固耦合传输模型的基础上, 设计了一种空心声子木堆结构 (Hollow locally resonance phonon woodpile, or HLRPW), 探讨组分材料参数、结构尺寸、接触特征、背衬、声波入射方向等对空心声子木堆吸声性能的影响, 并通过实验验证及计算优化得到空心声子木堆在 500-6000Hz 频率范围具有良好的吸声性能。

### 4.2 空心声子木堆的声固耦合传输模型

本章设计空心声子木堆 (HLRPW), 结构如图 4.1 所示, 图 4.1 (a)、(b) 是两种不同的空心声子木堆, 两图的区别在第①和②步, 图 4.1 (a) 是包覆有软层的空心柱阵列成木堆结构后嵌入硬质基体材料中构成空心声子木堆; 图 4.1 (b) 是空心柱先阵列成木堆结构然后涂覆软包覆层, 再嵌入硬质聚氨酯中成为空心声子木堆。也就是说, 图 4.1 (a)、(b) 由于前两个制备步骤的不同, 使得空心声子木堆的空心柱振子分布不同而形成了四种局域共振结构, 即软包覆层相互接触的、软包覆层相互分开的、空心柱振子直接接触再包覆软层、空心振子焊接在一起再包覆软层然后嵌入硬质聚氨酯基体中。局域共振声子木堆主要是指前两种情况的振子分布型, 后两种振子分布的情况吸声性能将在下文中振子分布对其吸声性能的影响做详细讨论, 这里主要是基于图 4.1 (a) 的空心声子木堆吸声影响因素开展详细研究。

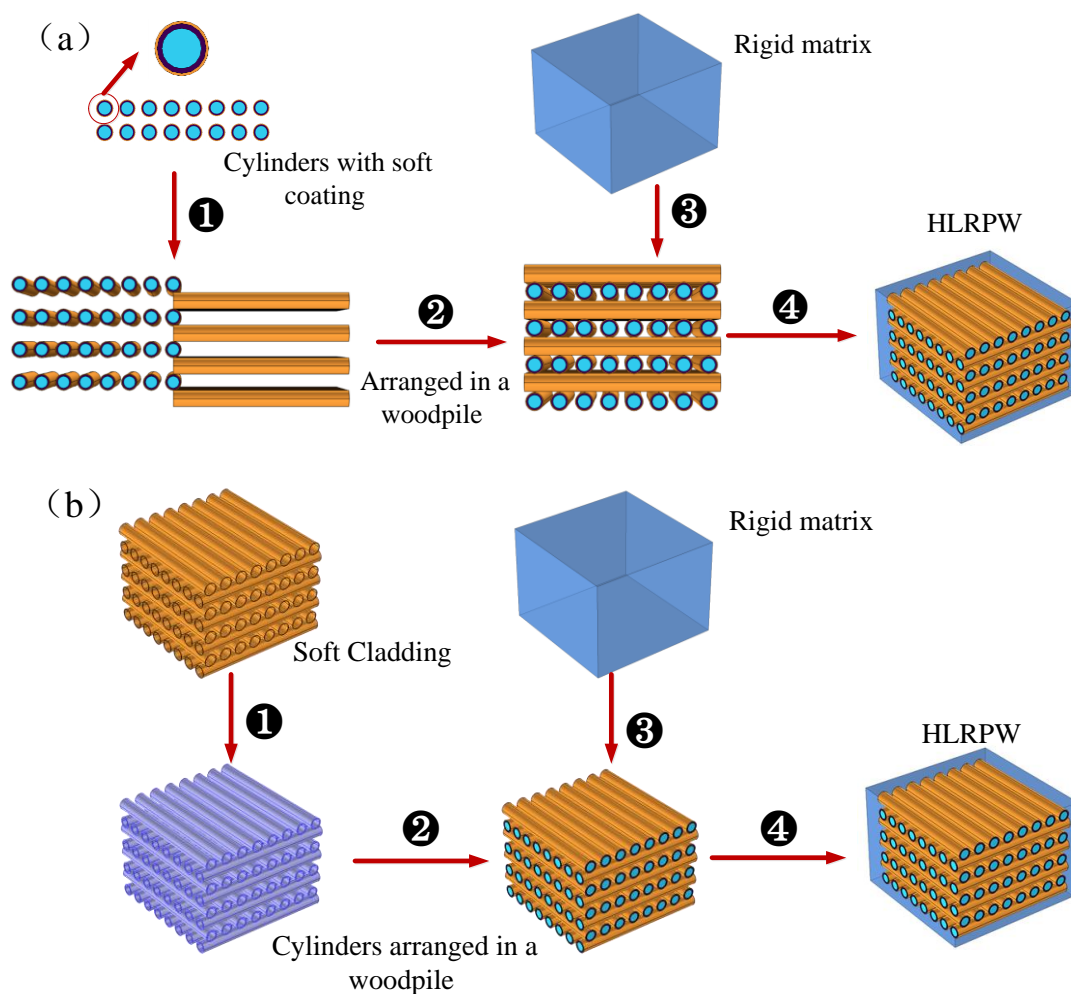


图 4.1 空心声子木堆的结构示意图：(a) 典型局域共振型木堆结构；(b) 振子接触或刚性连接的非典型局域共振木堆结构

Figure 4.1 The schematic diagram of the structure of the HLRPW: (a) Typical HLRPW; (b) Atypical HLRPW with vibrator contact or rigid connection

空心声子木堆在声波入射方向上, 具有准一维周期结构特点如图 4.2(a)(b) 所示。图 4.2 (b) 中插图所示的其中任意一个局域共振子的二维截面示意图, 其中空腔(Cavity)内或密闭空气或连通域流体。本节基于有限元方法运用 COMSOL 多物理场耦合软件建立了空心声子木堆的声学传输模型如图 4.2 (c), 由于研究钢背衬工况吸声, 因此, 在计算空心声子木堆吸声系数时声波入射一侧为水域, 平面声波从水域一侧入射进空心声子木堆, 透射一侧的钢板和空心声子木堆无缝隙接触, 由于钢板的声学特性阻抗大于空心声子木堆材料的特性阻抗, 声波几乎在钢板背衬处没有透射, 因此在实际测试和计算模拟中, 钢背衬空心声子木堆的声波透射系数计为 0。水域一侧边界采用完美匹配层 (PML), 模拟无穷大水域,

防止边界反射声波造成的误差。

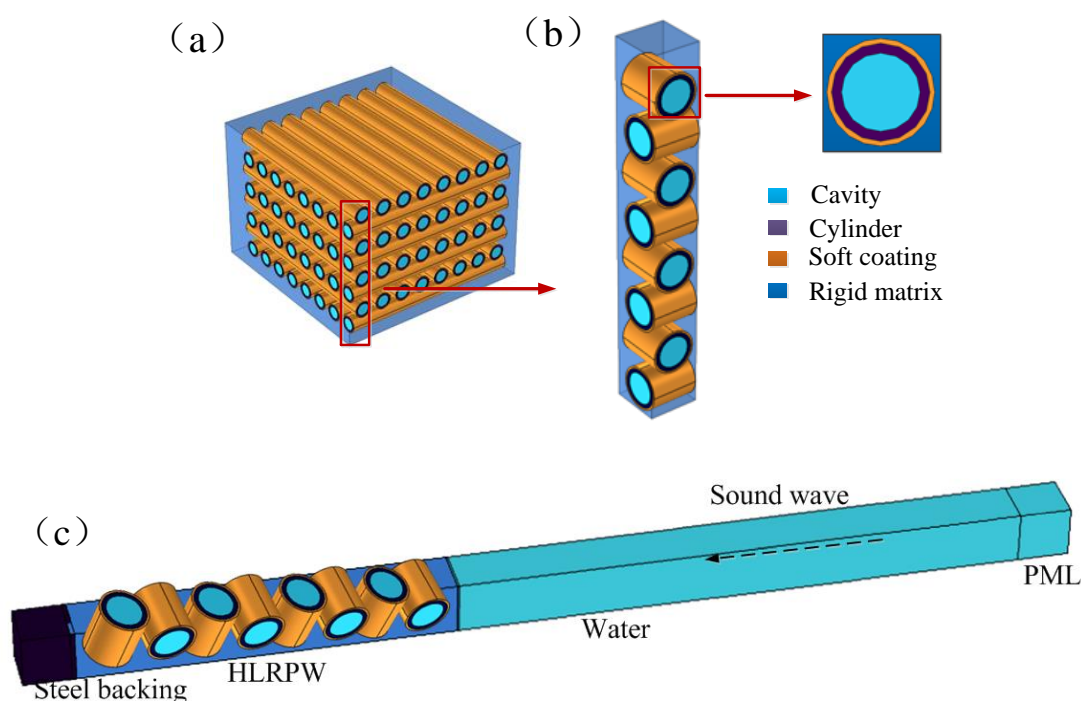


图 4.2 空心声子木堆的声固耦合计算模型示意图

Figure 4.2 Schematic diagram of acoustic-structure coupling calculation model for HLRPW

计算过程中，空心声子木堆与钢背衬属于固体域，用弹性波动力方程，其余的流体域采用声波方程，具体计算方法在第二章已详细给出。另外，本节选用碳纤维管作为振子材料，是因为碳纤维具有轻质高模量特性，并且一定程度上减轻吸声材料的重量，空心声子木堆各组分及其材料参数分别是：碳纤维：密度  $\rho=1400\text{kg/m}^3$ ，杨氏模量  $E=240\text{GPa}$ ，泊松比  $\nu=0.3$ ，损耗因子  $\eta=0$ ；硬质聚氨酯基体材料：密度  $\rho=1100\text{kg/m}^3$ ，杨氏模量  $E=45.65\text{MPa}$ 、泊松比  $\nu=0.45$ ，损耗因子  $\eta=0.2$ ；软包覆层聚氨酯材料：密度  $\rho=796\text{kg/m}^3$ ，杨氏模量  $E=2.5\text{MPa}$ ，泊松比  $\nu=0.49$ ，损耗因子  $\eta=0.45$ 。通过如图 4.3 所示的空心碳纤维管声子木堆的实验吸声与本模型计算的吸声系数做对比，如图 4.3 所示，二者在 500-6000Hz 频段具有较好的一致性，说明本传输模型的可靠性。但除吸声峰处具有较高的吸声系数外的频段吸声较低，不能满足强吸声需求。

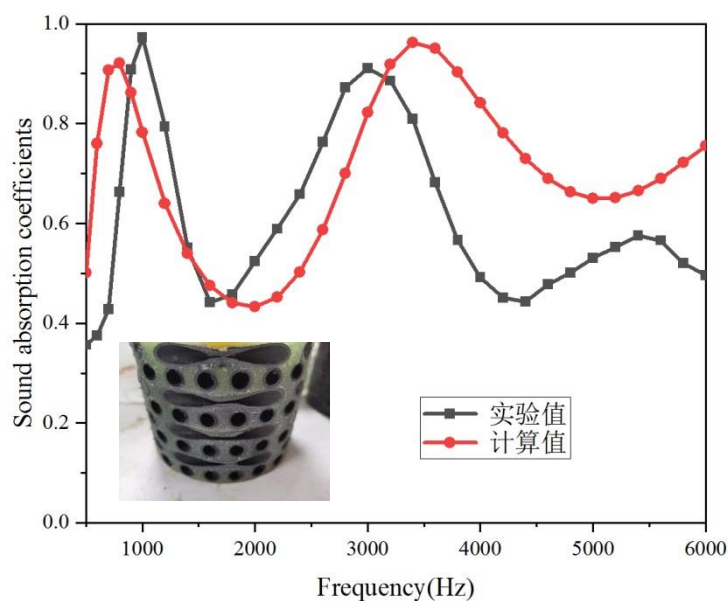


图 4.3 空心碳纤维管声子木堆吸声系数的实验与计算结果对比

Figure 4.3 Comparison between calculation and experimental results of sound absorption coefficients for the HLRPW with carbon fiber tubes

#### 4.3 空心声子木堆吸声性能的影响因素研究

为了更加有效地增强空心声子木堆在 500-6000Hz 频率范围的水下吸声性能,本节将在空心声子木堆的声学传输模型基础上,研究不同因素对空心声子木堆吸声性能的影响,如软质聚氨酯包覆层、硬质聚氨酯基体、共振子散射体的材料参数、特征几何尺度、散射体接触状况,以及声场环境的边界条件如背衬、空心域、声波入射方向等因素对空心声子木堆的吸声影响研究,然后综合设计并制备空心声子木堆样品并进行吸声测试,对其吸声机制及性能优化进行研究。在本章 4.2 节建模计算的空心碳纤维管空心声子木堆吸声系数与实验测试结果具有较好地一致性,同时,也看到碳纤维管空心声子木堆在 500-6000Hz 频段有明显的两个吸声峰,但整体吸声性能不理想,所以在本节采用空心钢管声子木堆开展影响因素的研究。

##### 4.3.1 组分材料对空心声子木堆吸声性能的影响

空心声子木堆由软质包覆层、硬质基体(与水的声学特性阻抗相匹配)、空心钢管三种组分材料复合构成,这种硬-软-硬的结构是典型的三组分局域共振结

构。为了明确空心声子木堆在 500-6000Hz 的频段内是否具有局域共振吸声峰，即吸声机制是否受局域共振机理的作用，以及考察其对空心声子木堆吸声性能的影响程度，这里计算了非局域共振结构（non hollow locally resonance phonon woodpile 简称为 NHLRPW）和局域共振结构(HLRPW)的吸声系数，其中非局域共振结构对应空心钢管直接阵列嵌入纯硬质基体中的无软层包覆复合材料，局域共振结构对应空心声子木堆，同时与纯的硬质聚氨酯基体材料和纯的软质聚氨酯包覆层材料的吸声分别做对比，计算结果如图 4.4 所示。

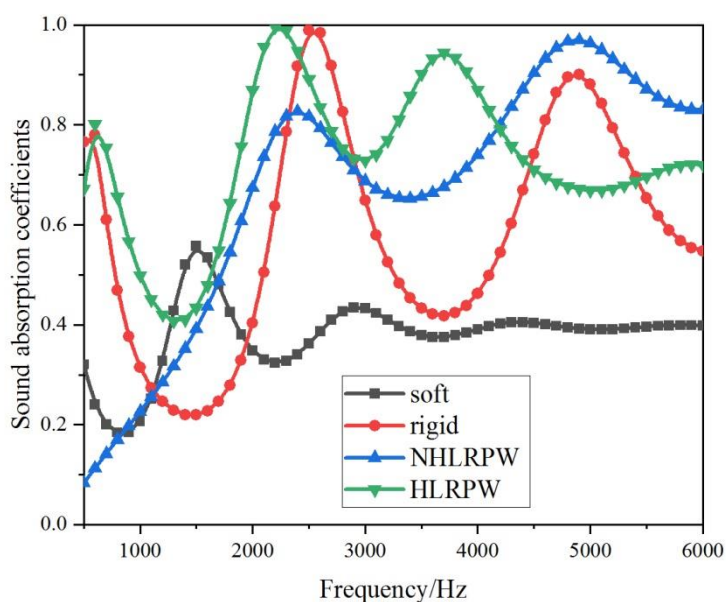


图 4.4 不同组分材料的吸声计算结果对比

Figure 4.4 Comparison of the calculation results of sound absorption of different materials for NHLRPW and HLRPW

从图 4.4 中对纯软聚氨酯、纯硬聚氨酯、无软包覆层复合材料和空心声子木堆四种材料的吸声计算结果对比，空心声子木堆（HLRPW）吸声效果总体相对较优。参照局域共振的硬-软-硬的“质量 1-弹簧-质量 2”的材料分布特征的低频声波传输特征，具有明显的局域共振低频吸收峰，而无软包覆层的复合材料（NHLRPW）相当于没有“弹簧”，其第一吸收峰的频率相对 HLRPW 峰值对应的频率更高，低频特征较弱。这里值得注意的是红色点线表征的纯硬质聚氨酯吸声具有类似 HLRPW 的吸声峰值，但其吸声谷则低于 HLRPW 的吸声谷，这种现象可能因为钢背衬反射声波与入射声波发生干涉<sup>[152]</sup>形成驻波有关，而纯软质聚

聚氨酯的第一吸声峰相对于 HLRPW 和纯硬质聚氨酯吸声峰向高频移动, 包括吸声峰值在内的整个频段吸声系数较低, 这可能是因为软质聚氨酯密度较小, 声特性阻抗小于水介质且厚度值量级小于波长, 声波衰减小。可见具有硬-软-硬三种组分材料 HLRPW 在整个频段具有相对最优的吸声, 表明局域共振结构的声衰减优势。

#### 4.3.2 晶格结构对空心声子木堆吸声性能的影响

这里由于空心声子木堆中钢管外径大小和软包覆层的厚度值一定, 所以当声波正入射空心声子木堆表面, 其厚度在这里等同于声波入射方向上局域共振单元的周期个数, 根据垂直声波入射方向振子间距或横向晶格常数 11mm、15mm、21mm 可以将它们的晶格结构依次分别对应长方、正方、立方三种晶格结构, 吸声系数如图 4.5 所示。

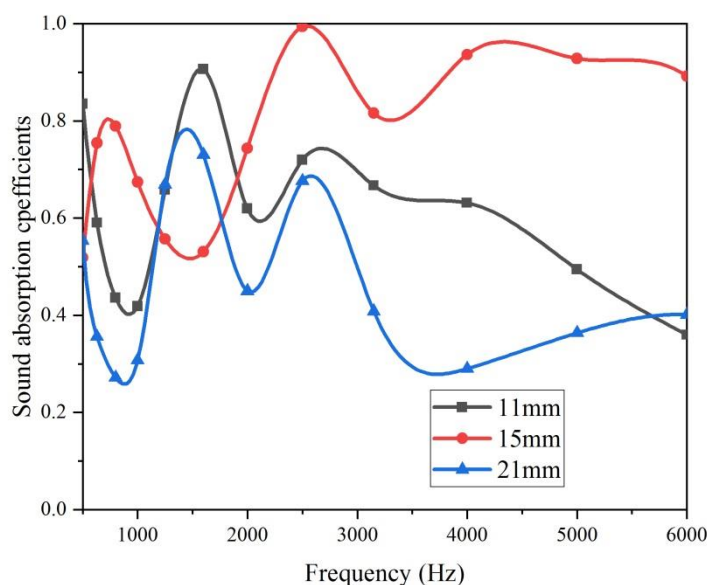


图 4.5 不同晶格结构的空心声子木堆的吸声系数

Figure 4.5 Sound absorption coefficients of HLRPW with different lattice structures

从图 4.5 中可以看到, 在垂直于声波入射方向的  $x$  轴和  $y$  轴两个方向, 局域共振子紧密排列 (长方晶格)、振子半径间距排列 (正方晶格)、振子直径间距 (立方晶格) 排列, 这三种晶格常数直接导致共振散射体填充率逐渐减小的变化。对这三种不同的空心声子木堆的吸声系数进行对比, 发现正方晶格的空心声子木堆

的吸声系数整体相对最优，立方晶格的吸声性能次之，根据局域共振声波衰减特性不受共振散射体阵列周期性的影响，可能是因为三种晶格对应三种不同的填充率，长方晶格空心声子木堆的填充率最高，硬质聚氨酯基体材料所占比例减少，共振散射体紧密排列破坏了横向上网络化的局域共振效应，水声特性阻抗与其匹配的无反射入射状况被打破，增强反射，从而吸声降低；另外，当共振子填充率达到振子间距 21mm 的时候，局域共振子填充率降低，硬质聚氨酯基体材料所占比例增大，局域共振效应减弱，吸声降低，可见填充率过大过小都会导致吸声系数降低，适中的填充率有利于空心声子木堆的吸声性能。

### 4.3.3 软包覆层模量对空心声子木堆吸声性能的影响

上文已给出软包覆层的存在对于粘弹性局域共振低频吸声的必要性，这里进一步研究软包覆层在局域共振结构中起的“弹簧”作用对空心声子木堆吸声的影响，这里的“弹簧”用弹性模量表征，是衡量材料刚度大小的一个力学参数，它的变化对空心声子木堆吸声系数的影响如图 4.6 所示。

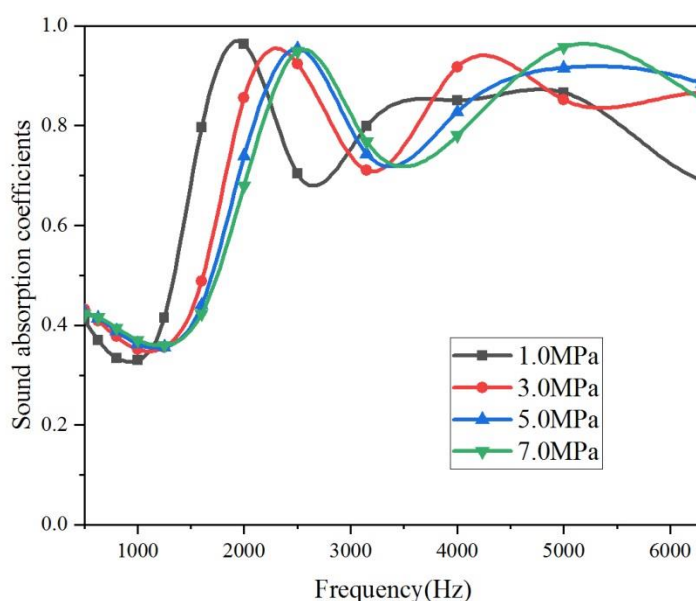


图 4.6 不同软层模量的空心声子木堆的吸声系数

Figure 4.6 Sound absorption coefficients of HLRPWs with different modulus of soft coating layer

从图 4.6 中对比不同软层模量的空心声子木堆吸声系数，可以看出三种空心声子木堆在 500-3000Hz 的频率范围具有相近的吸声系数，在 3000-6000Hz 的吸

声系数稍小差别,可以近似地看成软层模量较大的空心声子木堆的吸声性能相同。而软层弹性模量最小的声子木堆吸声系数与其余软层弹性模量较大的空心声子木堆的吸声系数表现出较大不同,这种不同在 500-2000Hz 的表现比较明显。软层弹性模量较小的空心声子木堆在 500-1000Hz 的吸声略低于其余三种的吸声,软层弹性模量较小的空心声子木堆在 1000-2000Hz 内的吸声系数整体高于其余三种软层弹性模量较大的空心声子木堆的吸声系数,且第一吸声峰值相对于其余三种的吸声峰值向低频移动,可见这是由于局域共振频率在低模量的软层声子木堆中更低,吸声峰相应地向较低的频率偏移。因此综合来看,不同频率范围的吸声性能对软包覆层模量的要求不同,其中软包覆层模量较小有助于局域共振低频吸声,设计材料时应予以考虑这一重要因素。

#### 4.3.4 基体模量对空心声子木堆吸声性能的影响

硬质基体材料在硬-软-硬局域共振结构中,其模量值一般小于共振散射体的模量,大于软包覆层的模量。根据硬-软-硬的局域共振结构的质量-弹簧模型,硬质基体材料作为质量,其密度和模量与整个空心声子木堆的局域共振频率有直接的重要关系。因此,本节研究硬质基体模量对其吸声性能的影响,如图 4.7 所示。

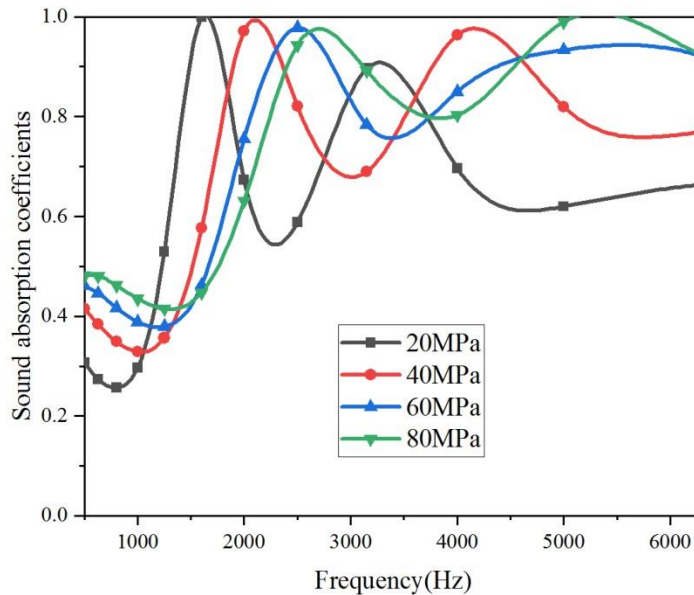


图 4.7 不同基体模量的空心声子木堆吸声系数对比

Figure 4.7 Sound absorption coefficient of HLRPWs with different modulus of rigid matrix



从图 4.7 中不同硬质基体模量的空心声子木堆吸声系数对比来看,基体模量对空心声子木堆吸声系数的影响明显。在计算频段范围,空心声子木堆的共振吸声峰随基体模量的增大均向高频移动,且第一共振吸声峰随着基体模量的增大吸声系数降低,第二共振吸声峰随着基体模量的增大吸声系数升高。另外,吸声谷随着基体模量的增大逐渐上升,如位于 500-1500Hz 和 2000-4000Hz 的两个吸声谷。可见,低模量的基体使得空心声子木堆的局域共振吸声峰向低频移动,但“代价”是吸声系数比高模量基体空心声子木堆的吸声系数低,较高模量基体具有宽频强吸声现象。因此,在满足其声特性阻抗与声场介质的相匹配的基础上,需考虑空心声子木堆吸声性能对基体模量的要求。

#### 4.3.5 包覆层粘性对空心声子木堆吸声性能的影响

上文已研究软包覆层及其弹性对材料的吸声影响,本节研究软质包覆层的粘性对空心声子木堆吸声性能的影响,粘性通常用损耗因子表征。无粘性局域共振声学材料在共振频率处有明显的声波透射谷、声波反射峰和零吸声系数,当软包覆层引入粘性以后,在共振频率附近出现了吸声峰<sup>[176]</sup>,由于过大的损耗因子不利于吸声,所以本节对损耗因子在 0-0.8 范围变化对吸声的影响,如图 4.8 所示。

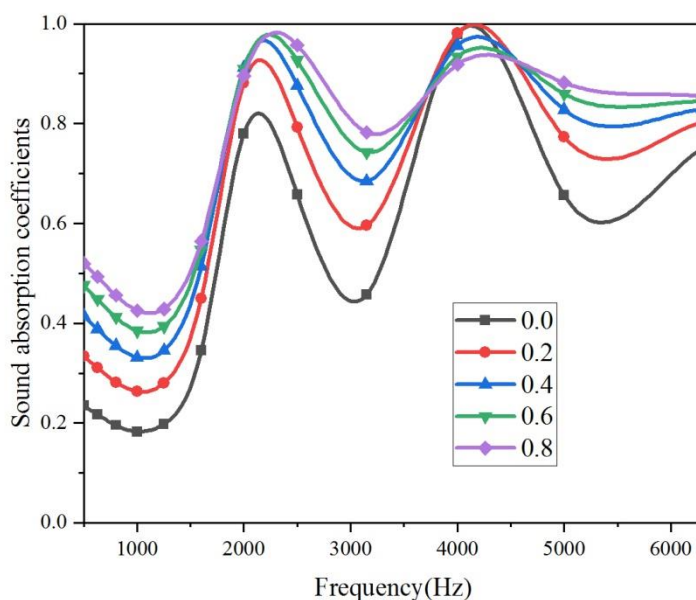


图 4.8 软包覆层粘性对空心声子木堆吸声系数的影响

Figure 4.8 Sound absorption coefficients of HLRPW vs viscosity of soft cladding in the HLRPW

从图 4.8 的吸声结果对比看出，粘性越高的空心声子木堆吸声系数越高，因为局域共振发生时，软包覆层/硬基体/共振子的界面间发生了大量纵横波转换，横波在粘性作用下被大量消耗，导致在局域共振频率附近表现为强吸声。所以在选定弹性模量基础上，粘性较高的软包覆层有利于实现空心声子木堆的强吸声。但是，我们注意到，在软包覆层无粘性时的图 4.8 中仍有明显的吸声峰，与上文图 4.4 无软包覆层的复合材料吸声系数曲线对比观察，二者具有相似的吸声峰和相异的吸声谷，因此，综合以上软包覆层及其粘弹性对空心声子木堆吸声性能影响的研究，可见具有粘弹性的软包覆层在空心声子木堆宽频强吸声中的重要作用。

#### 4.3.6 振子材料对空心声子木堆吸声性能的影响

共振散射体是硬-软-硬局域共振结构的硬质结构，其密度大于软包覆层材料和硬质基体材料，对整个材料的局域共振频率有重要影响。空心声子木堆的散射体就是本章研究所采用的空心管结构，不同材料的空心管具有不同的密度、模量等材料参数。在本章的 4.2 节中，对比了空心碳纤维管声子木堆的吸声系数的测试与计算结果，虽然具有两个明显的吸声峰，但在整个频段的吸声性能不理想，这可能与其较小的密度有关，因此本节对比计算钢空心声子木堆和铝空心声子木堆的吸声系数结果，如图 4.9 所示。

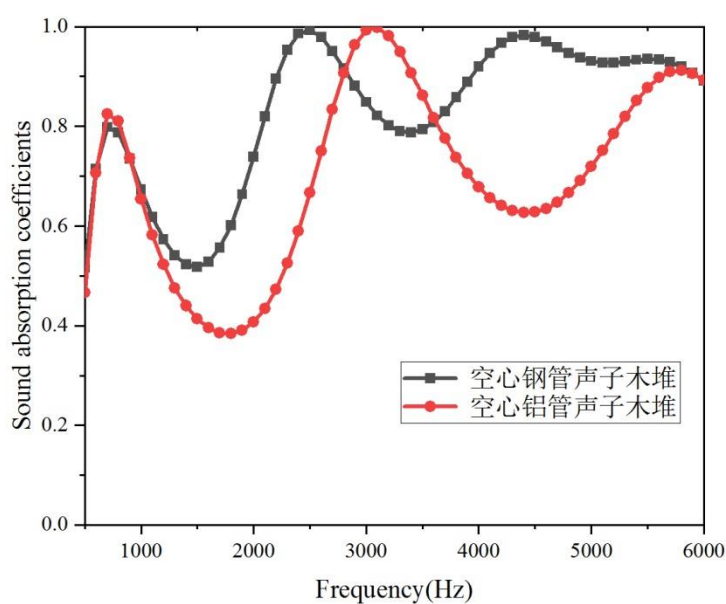


图 4.9 钢/铝空心声子木堆吸声系数对比

Figure 4.9 Sound absorption coefficients of HSLRPW and HALRPW

从图 4.9 中看出空心钢管声子木堆与空心铝管声子木堆具有相同的第一局域共振吸声峰, 根据局域共振机理, 钢的密度大于铝的密度, 空心钢管声子木堆的第一共振吸声峰应在更低频段出现, 而这里却没有, 可能因为钢的模量大于铝的模量, 而局域共振频率是由多个材料参数共同作用导致的结果, 如计算公式频率  $f = \sqrt{K/M}$ , 密度和模量同时较大的金属管和较小的金属管的比值是可以具有相近甚至相同的第一共振频率。之所以吸声系数相同, 与空心声子木堆的结构、相同的软包覆层和基体材料有更大的关系, 因此可能会出现这种相同的第一共振吸声峰现象。同时, 给我们一个新的启发: 设计低频强吸声的空心声子木堆时, 空心铝管或更轻质的金属材料可代替空心钢管实现轻质材料的低频吸声。

#### 4.3.7 管壁厚度对空心声子木堆吸声性能的影响

作为空心声子木堆共振散射体的钢管, 当钢管的壁厚度发生变化时, 一方面会使得散射体的质量改变, 另一方面会影响散射体腔内外的声场分布, 为了更加准确地研究壁厚这一单变量因素对空心声子木堆吸声性能的影响, 这里空心钢管外径尺寸一定, 变化内径的方式来研究不同壁厚的吸声系数如图 4.10 所示。

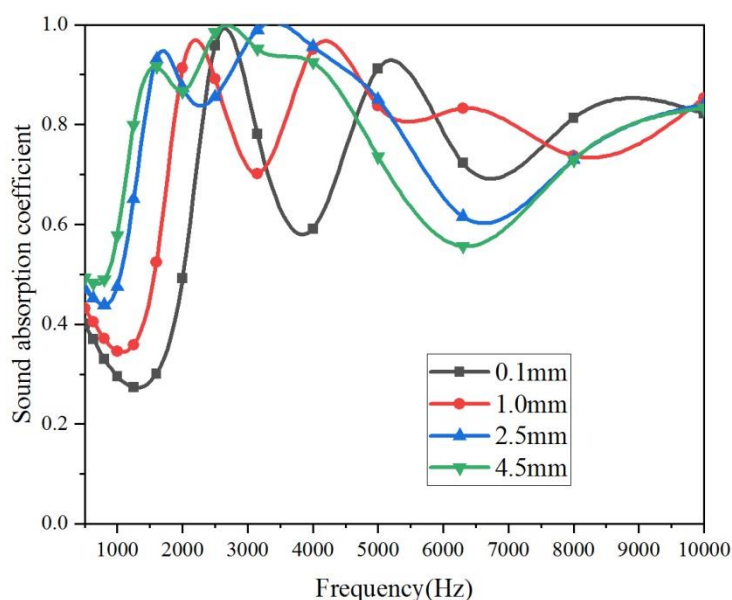


图 4.10 不同壁厚的空心声子木堆吸声系数对比

Figure 4.10 Sound absorption coefficients under different wall thicknesses of steel tube for HLRPW

从图 4.10 中可以看到，不同壁厚对空心声子木堆的吸声性能有较大影响。空心声子木堆的第一吸声峰随着壁厚的增大向低频移动，第二吸声峰也具有类似变化。壁厚在不同频段对空心声子木堆吸声性能影响不同，壁厚较大的空心声子木堆在低频处（如 5000Hz 以下）具有较高的吸声谷，在较高频段（如 5000Hz 以上）吸声较低。由于管外径不变内径在变，因此壁厚的变化相当于质量随壁厚的增加而增大，材料参数没变，所以根据局域共振原理，质量越重有利于局域共振向低频移动，且吸声性能相对较高，高频吸声则反之。这是因为低频段壁厚的振子（质量较大）对于吸声局域共振效应具有主导作用，对质量较敏感。但随着频率的升高，空心管外径大小不变，在较高频率范围的波长变短，除了局域共振吸声机理之外，还有布拉格散射的声波衰减机制发挥作用。因此，空心声子木堆具有局域共振效应产生的低频吸声性能。

#### 4.3.8 共振子接触状况对空心声子木堆吸声性能的影响

空心声子木堆可能存在三种堆垛结构：散射体先包覆软层后堆垛嵌入硬质基体中用软触（简称为 rc）表示；散射体先包覆软层后无接触离散地嵌入到硬质基体中用离散（简称为 ls）表示，如图 4.1（a）；散射体先堆垛后整体包覆一层软质材料再嵌入到硬质基体中，如图 4.1（b），用管触（简称为 gc）表示。

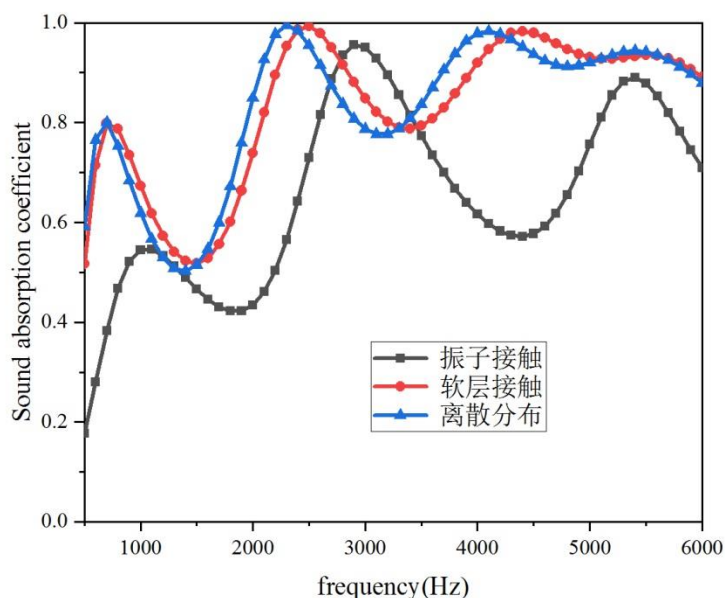


图 4.11 振子不同接触的空心声子木堆吸声系数对比

Figure 4.11 Comparison of sound absorption coefficients of HLRPWs with different contact

从图 4.11 所示共振散射体接触状况不同的空心声子木堆吸声结果对比可以看出, 散射体之间接触与否对空心声子木堆的吸声性能有很大影响, 比较明显的是钢管直接接触再包覆软层嵌入基体的空心声子木堆吸声系数整体低于先包覆软层再接触堆垛或离散堆垛的吸声系数。这可能是因为散射体未经过软层包覆就接触堆垛, 那么作为一个局域共振单元的两个振子之间在局域共振频率处的耦合振动效应没有经过具有粘弹性的软层材料的有效吸收, 且产生的振动增加声波辐射源, 降低了空心声子木堆的吸声性能。

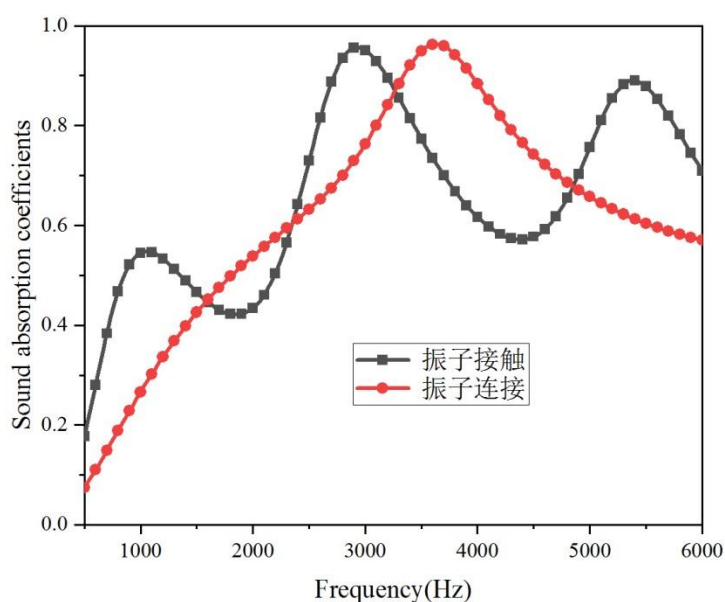


图 4.12 振子软接触空心声子木堆和振子刚连接空心声子木堆的吸声系数对比

Figure 4.12 Comparison of sound absorption coefficients of HLRPWs with soft contact vibrators and connected vibrators

同时, 也要注意软层接触与离散分布的空心声子木堆吸声系数相近, 并大于振子直接接触如图 4.11 所示。因此接触刚度越大是不是吸声越差? 为了证实这一猜想, 通过计算同一局域共振单元中的双振子散射体之间焊接成为一体的空心声子木堆的吸声系数, 计算结果与共振散射体直接接触的吸声系数相比, 如图 4.12 所示, 振子接触的空心声子木堆的吸声系数整体高于振子连接成一体的空心声子木堆, 并且前者有多个吸声峰, 后者只有一个较高频吸声峰, 这种振子连接为一体的局域共振单元将本来其内的双振子散射体的相对运动在共振频率处形成的多振子振动耦合效应直接去掉, 因此局域共振吸声峰只出现了单振子散射体

局域共振吸声峰，在 500-6000Hz 对应一个振动模式和共振频率，空心声子木堆宽频吸声效应消失。因此，空心声子木堆中振子的接触刚度越大，越不利于局域共振单元中双振子的振动耦合效应，影响局域共振声波转换后的耗能，从而影响宽频吸声。因此，空心声子木堆的振子的接触方式应多采用软触或离散方式。

#### 4.3.9 声波入射角对空心声子木堆吸声性能的影响

一般研究材料的吸声性能多为声波垂直入射材料表面的情况，但是实际声波以不同的方向入射到空心声子木堆，所以有必要进行空心声子木堆对不同方向入射声波的吸收效果，进而全面地对空心声子木堆的吸声性能进行研究，对不同声波入射角下空心声子木堆的吸声性能进行计算，结果如图 4.13 所示。

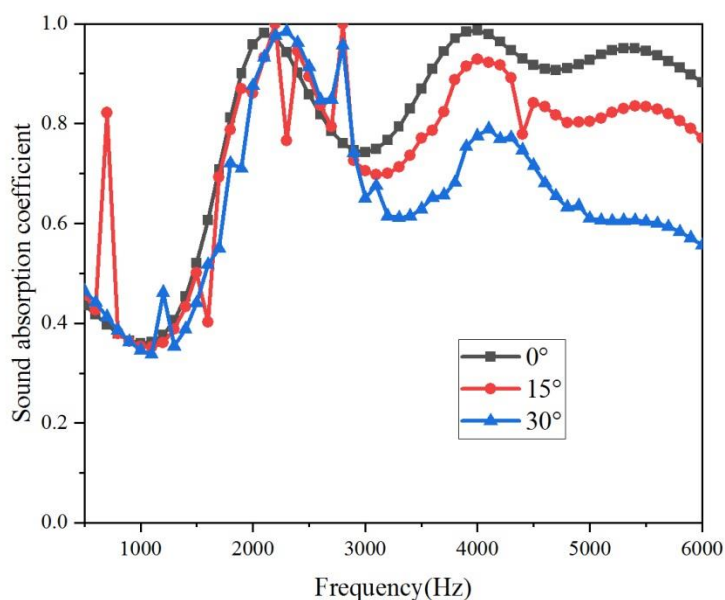


图 4.13 不同声波入射角的空心声子木堆吸声系数对比

Figure 4.13 Comparison of sound absorption coefficients of HLRPWs at different acoustic incidence angles

从图 4.13 的不同声波入射角下空心声子木堆吸声系数结果对比来看，在计算频率 3000Hz 以下，声波斜入射空心声子木堆吸声系数大体一致，空心声子木堆在 3000Hz 以上的吸声系数随着声波入射角的增大而降低，但吸声系数均在 0.6 以上。可见空心声子木堆对低频声波的吸收性能不会因为声波方向不同而受到影响，在整个频段的吸声性能并没有因为声波斜入射而降低。这种不因声波入射角增大而吸声系数下降的现象表明，空心声子木堆中散射体为圆柱界面，且为堆垛

结构,当声波垂直入射进声子木堆后,在声子木堆基体内的局域共振散射体界面,除却垂直于声子木堆表面外空心圆柱散射体外界面声波入射点实际在散射体界面上存在大量声波斜入射点,如图 4.14 所示,声波垂直入射圆柱界面和声波斜入射圆柱界面两种情况的声波入射方向是等效的,声波斜入射不会令声波吸声性能降低。因此,空心声子木堆不仅对垂直入射声波有宽频强吸声效应,而且对斜入射声波同样有宽频强吸声性能。

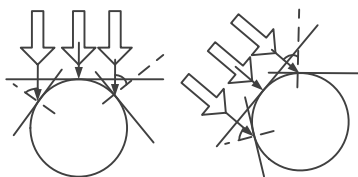


图 4.14 声波垂直入射与斜入射圆柱上水平界面时的声波入射点处波传播示意图

Figure 4.14 Schematic diagram of wave propagation at the incident point of acoustic wave when vertical incident and oblique incident on the horizontal interface of a cylinder

综上分别研究了组分材料、振子填充率、软包覆层模量、基体模量、软包覆层粘性、振子材料、管壁厚度、振子接触和声波入射角对空心声子木堆在 500-6000 Hz 频段的吸声性能的影响,其中声波入射角为声场影响因素属于外因,其余影响因素均为空心声子木堆的结构参数和材料参数属于内因,这些内因因素对空心声子木堆吸声性能的影响较大,一定程度上反应了空心声子木堆在局域共振吸声机制调控下的宽频吸声机理:选择适当的材料参数(模量、粘性),如较低模量的软包覆层和较高模量的硬基体材料,及一定的损耗因子,以软触或离散方式分布,按照硬软硬三组分局域共振结构单元堆垛型周期阵列,有助于空心声子木堆实现宽频吸声。

因此,通过总结分析计算结果中不同因素对空心声子木堆吸声性能的影响,为了更加全面地对空心声子木堆的吸声机理进行研究,接下来将通过实验和计算对空心声子木堆进行的吸声机理进行综合研究,然后运用水声驻波管测试其水介质中的吸声性能,实验结果见 4.4.1。最后,在 4.4.2 中对空心声子木堆的吸声机理进行研究讨论。

#### 4.4 空心声子木堆吸声机理研究

#### 4.4.1 实验结果对比

本小节采用空心钢管、软质聚氨酯、硬质聚氨酯分别作为空心声子木堆的共振散射体、软包覆层、硬质基体材料。硬质聚氨酯 1 (图 4.15 (a)) 的密度  $\rho=1039\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ , 杨氏模量  $E=40\text{MPa}$ , 泊松比  $\nu=0.47$ 。硬质聚氨酯 2 (图 4.15 (b)) 的密度  $\rho=1100\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ , 杨氏模量  $E=45\text{MPa}$ , 泊松比  $\nu=0.45$ 。硬质橡胶 3 (图 4.15 (c)) 的密度  $\rho=1000\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ , 杨氏模量  $E=38\text{MPa}$ , 泊松比  $\nu=0.42$ 。其余的散射体和软包覆层的材料参数分别是: 钢密度  $\rho=7850\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ , 杨氏模量  $E=210\text{GPa}$ , 泊松比  $\nu=0.3$ ; 软质聚氨酯的密度  $\rho=786\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ , 杨氏模量  $E=2.4\text{MPa}$ , 泊松比  $\nu=0.49$ ; 几何尺寸: 钢管外径为 5mm, 内径为 4mm, 软层厚度 0.25mm, 声波传播方向存在四个空心声子木堆单元, 每个单元都是经过包覆有软层的空心钢管堆垛而成, 然后嵌入硬质聚氨酯基体中。通过运用水声驻波管方法测试声波正入射声子木堆, 测试频率范围为 500-6000 Hz, 测试钢背衬、常压下三种空心声子木堆吸声系数如图 4.16 所示。

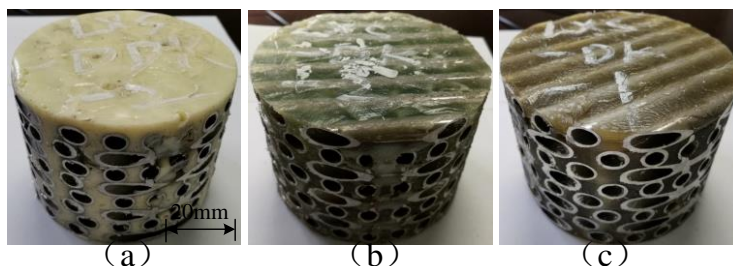


图 4.15 空心声子木堆样品实物图

Figure 4.15 Sample drawing of three sets of HLRPWs

从图 4.16 所示的三种空心声子木堆的吸声系数实验结果对比看出, 后两种声子木堆 (b) (c) 在 750-6000Hz 的范围内具有宽频强吸声性能, 吸声系数平均可达 0.85, 但在 500-750Hz 的频率范围随着频率的降低, 二者的吸声系数降低; 声子木堆 (a) 在 500-1000Hz 的频率范围内的吸声系数达到 0.6 以上, 存在第一局域共振吸声峰, 吸声系数值最高达到 0.88, 但是在 1000-6000Hz 的频率范围, 除却吸声峰的吸声系数达 0.97、0.88 外, 两个较明显的吸声谷及附近的吸声系数为 0.6 以下, 甚至低至 0.3。总的来说, 空心声子木堆 (b) 和 (c) 具有 750-6000Hz 频段的宽频强吸声, 而第一种声子木堆具有 500-1000Hz 频段的低频强吸声。综合考虑 500-6000Hz 频率范围的宽频强吸声性能, 声子木堆 (b) 具有相对最优的吸声性能。



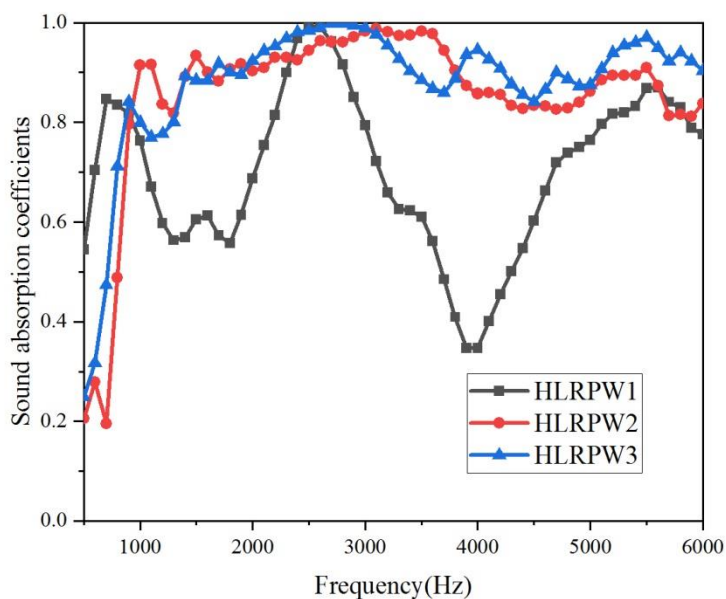


图 4.16 三种空心声子木堆的实验吸声系数结果对比

Figure 4.16 Comparison of the experimental sound absorption coefficient of three kinds of HLRPWs

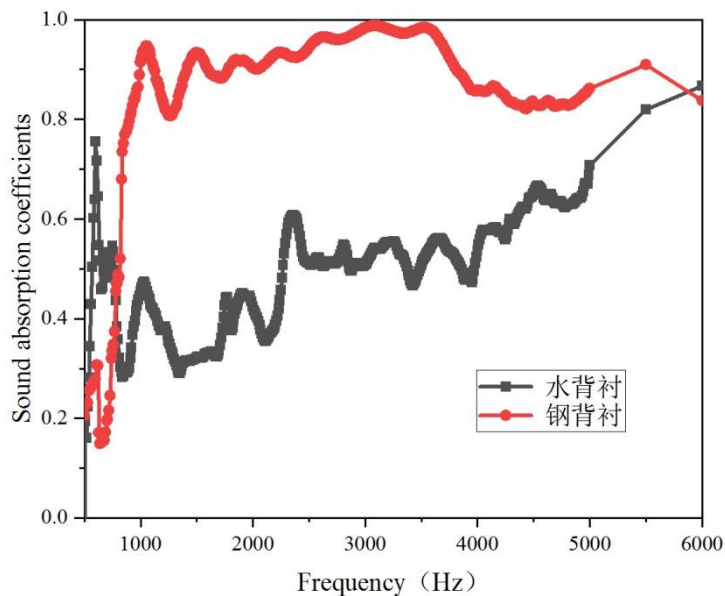


图 4.17 空心声子木堆在不同背衬下的吸声实验结果对比

Figure 4.17 Comparison of sound absorption experimental results of HLRPW under different backing

另外,实验测试了钢背衬下空心钢管声子木堆的吸声系数,如图 4.17 所示。显而易见,钢背衬情况下的声子木堆的吸声性能在 750-6000Hz 明显优于水背衬情况下的声子木堆吸声性能,可见钢背衬有益于对空心声子木堆的宽频吸声,这与材料/背衬间界面反射波返回到空心声子木堆,与空心声子木堆中的入射声波形成建设性干涉<sup>[152]</sup>消耗有关。因为本文所设计研制的声子木堆主要针对钢背衬的吸声工况,所以空心声子木堆具有宽频强吸声的特性。

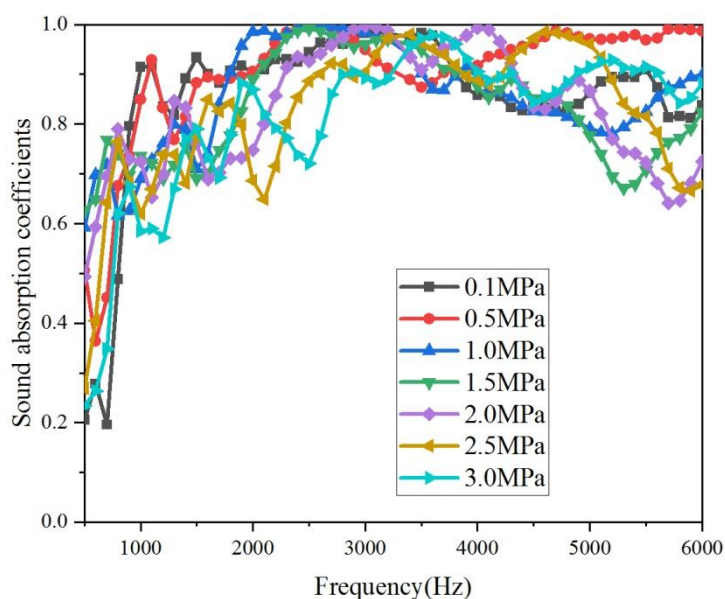


图 4.18 钢空心声子木堆在不同静水压力下的吸声系数

**Figure 4.18 Comparison of sound absorption coefficients for the HLRPWs with steel tubes under different hydrostatic pressure**

本节对空心声子木堆进行了不同静水压力下的吸声系数测试,如图 4.18 所示,可以看到空心声子木堆在测试频段 750Hz-6000Hz 的几乎每个频率都达到 0.6 以上的吸声系数。在 500-750Hz 的频率范围,空心声子木堆的吸声系数比常压下的吸声系数高,再次证明本文钢空心声子木堆在 750-6000Hz 频率的宽频强吸声性能。

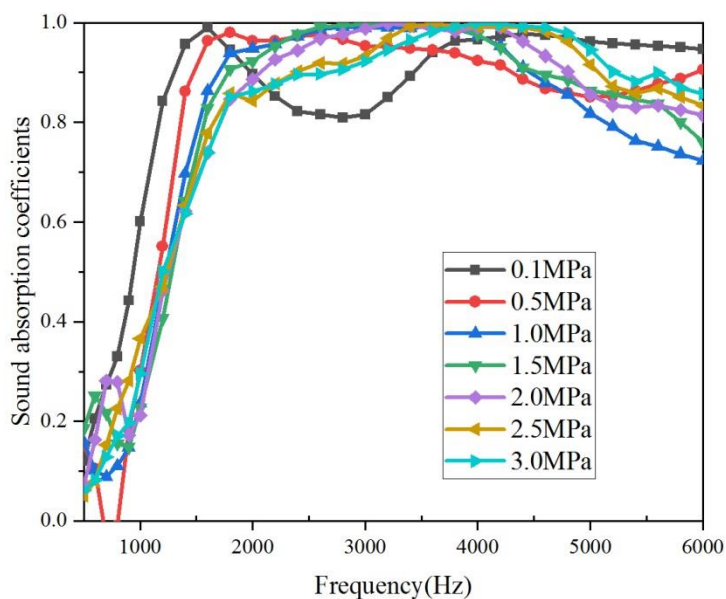


图 4.19 铝空心声子木堆在不同静水压力下的吸声系数

Figure 4.19 Comparison of sound absorption coefficients for the HLRPWs with aluminum tubes under different hydrostatic pressure

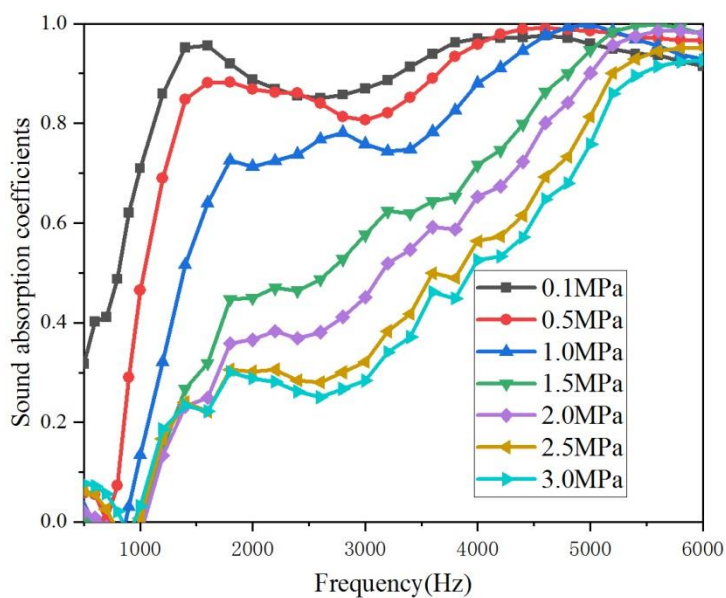


图 4.20 铝实心声子木堆在不同静水压力下的吸声系数

Figure 4.20 Comparison of sound absorption coefficients of LRPW with solid aluminum cylinders at different hydrostatic pressures

为了进一步研究空心结构对声子木堆耐压宽频吸声性能的作用，我们测试了

加压下铝空心声子木堆的吸声系数如图 4.19 所示，以及测试了实心铝声子木堆在不同静水压力下的吸声系数如图 4.20 所示，可以看出，空心铝声子木堆比实心铝声子木堆的加压吸声性能好，之所以空心声子木堆表现出优异的耐静水压力的吸声性能，因为本文设计的空心声子木堆，无论是钢管铝管，其心都是与水域连通的，这就导致了空心结构内部与声场声压是相同的，空心结构堆垛于空心声子木堆之中，由于本文采用软层接触，所以这种连通水域的空心木堆结构是一种有效的耐压声学结构，这样的内压外压达到平衡，声波吸收不再受压力影响。可见，本文连通水域的空心声子木堆具有耐压宽频强吸声性能。

#### 4.4.2 空心声子木堆吸声机理分析

通过计算不同因素对空心声子木堆吸声性能的影响，以及实验测试出相对吸声性能最优的空心声子木堆样品，本节将结合上节计算与实验结果运用 4.2 节的模型分析空心声子木堆吸声机理。首先计算吸声性能相对较佳的空心声子木堆的吸声系数，吸声系数的实验测试结果和计算结果对比如图 4.21 所示，二者在研究的频段具有基本一致的吸声变化趋势，具体对比与分析如下。

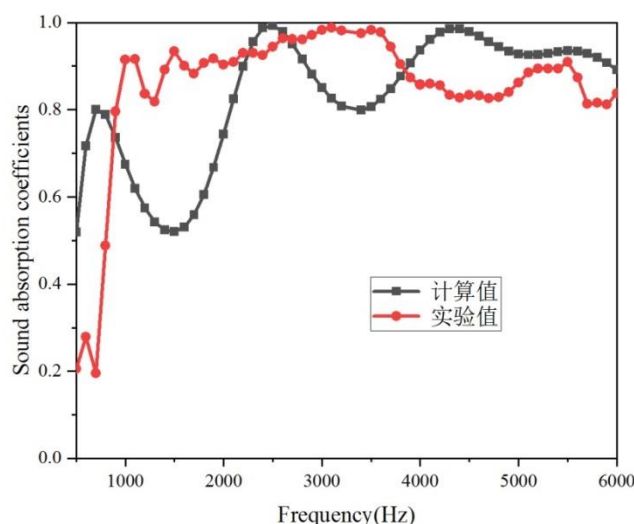


图 4.21 空心钢管声子木堆的吸声系数计算结果与实验结果对比

Figure 4.21 The calculated and experimental values of the sound absorption coefficients of the HLRPWs with steel tubes

从图 4.21 所示的空心声子木堆的实验和计算结果对比可以看出，实验测试和计算的吸声系数在 2000-6000Hz 的频段大于 0.8，在 1000-2000Hz 的频率范围

实验吸声优于计算吸声，在 500-1000Hz 的频率范围计算吸声出现了 700Hz 的局域共振吸声峰，高于实验测试的吸声系数。两条吸声曲线，整体上趋势一致，有差别的地方可能有两方面的原因：一方面是实验过程中的测试环境更加复杂，在计算的物理场的设置上不可能全部进行建模计算；另一方面是软包覆层材料和硬质基体材料都是粘弹性材料，其中的粘性用损耗因子表征，而损耗因子是指材料中损耗模量与储能模量的比值，具体其损耗的微观原理除了与其高分子团的基本结构有关外，还与材料在声子木堆样品中的真实状态有关，如其中分布着大大小小的气泡，尽管制备工艺中进行了真空干燥及真空搅拌，但在其他环节过程中由于存在温差导致固化前的液态材料内“锁住”空气泡，这些气泡使得材料的损耗因子分布不均匀，增加了粘弹性材料粘滞声波衰减，增大了实际实验测试在样品中的粘弹性材料的损耗因子。

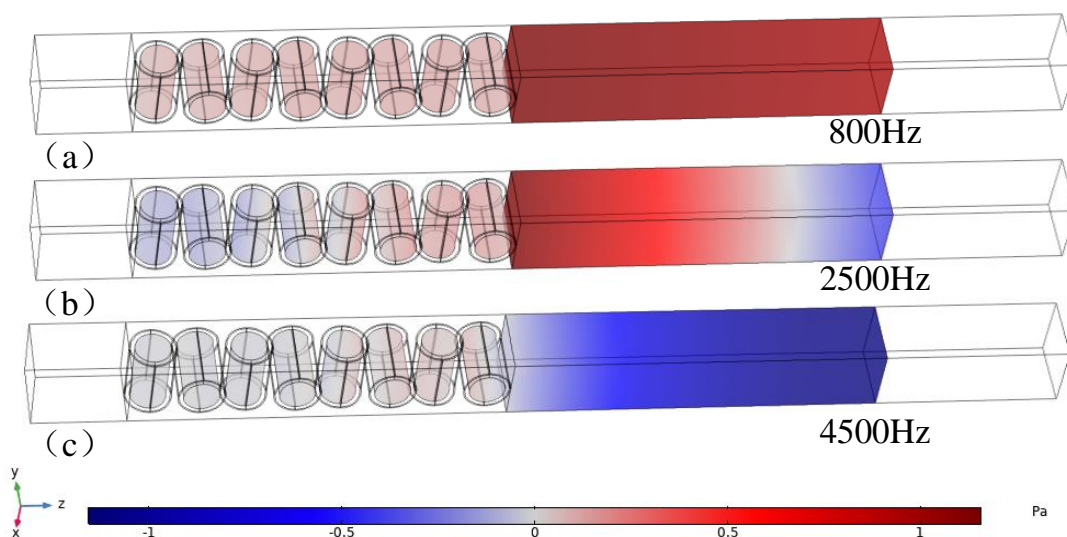


图 4.22 空心钢管声子木堆吸声峰频率流体域的声压分布

Figure 4.22 Sound pressure diagram of sound absorption peak frequency of the HLRPWs with steel tubes

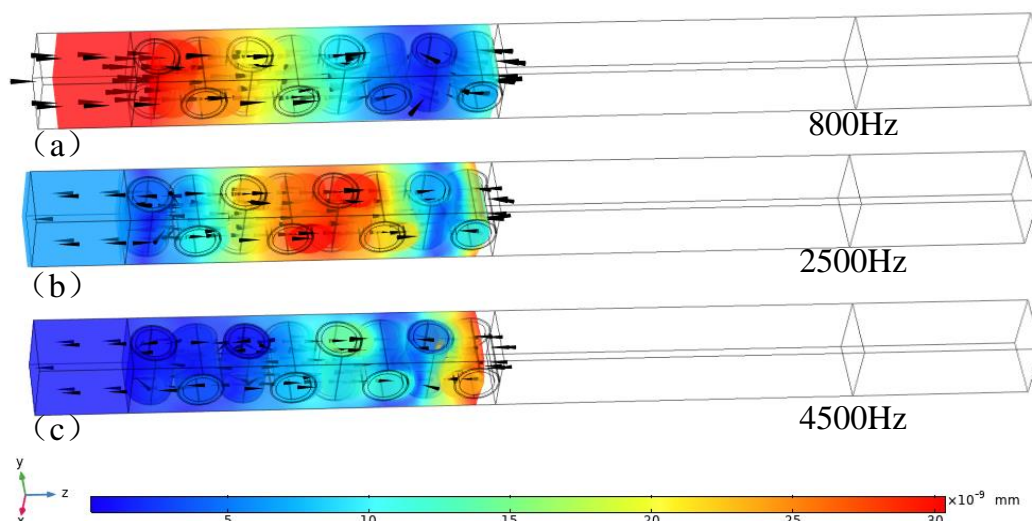


图 4.23 空心钢管声子木堆吸声峰频率的位移分布

Figure 4.23 Displacement diagram of the HLRPW with steel tubes at the frequency of sound absorption peak

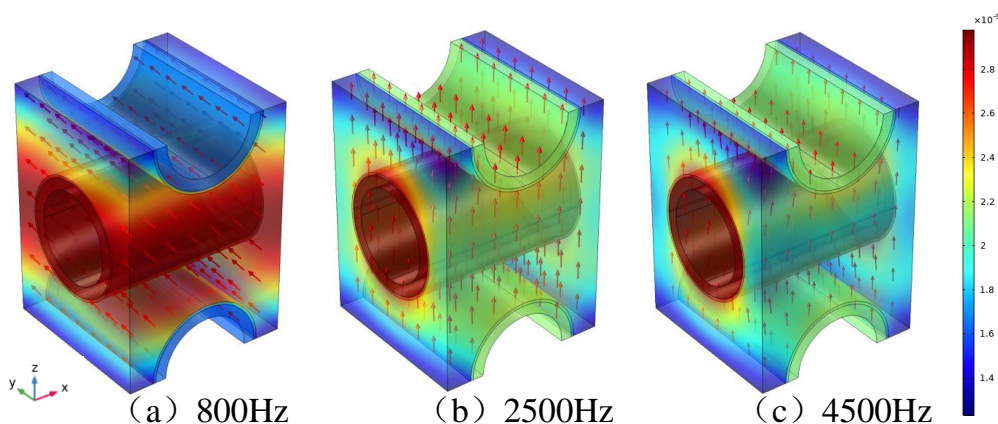


图 4.24 空心钢管声子木堆元胞振动模式

Figure 4.24 The vibration modes of the HLRPW with steel tubes

本节运用 4.2 节的计算模型计算了连通水域的空心声子木堆在 500-6000Hz 的三个吸声峰 800Hz、2500Hz、4500Hz 处的声压场，如图 4.22 所示，从对应声压图容易看到空心钢管内的声压随着频率的增大逐渐减小。同时，对应图 4.23 所示的三个变形位移场，800Hz 的空心管内声压较高，声子木堆中的包覆软层空心钢管离开原平衡位置向中间挤压呈纵向压缩运动，这个运动从空心声子木堆与背衬界面间相互作用开始向右传播，在 2500Hz 处，传递到第二、三个空心声子木堆单元，当频率扫描到 4500Hz 处，传递到第四个单元，从该压缩运动的传递

对照图 4.22 可看出, 压缩运动位移变形大的地方, 对应声子木堆单元中空心钢管内的声压相对就大, 比较明显地图 4.22 (b) (c) 红色透明区域较蓝色透明区域的声压大。而红色区域分布总是在空心钢管及周围, 可见局域共振峰的存在。另外 800Hz、2500Hz 包覆有软层的空心钢管一起运动做偶极共振产生局域共振吸声峰如图 4.24 所示, 包覆软层的管及其周围耗能最显著, 在 4500Hz 处的局域共振以振子与基体一起振动, 较前两个吸声峰处的振动小, 然而材料组分本身的粘弹性是重要的耗能原因, 将多个吸声峰“连接”起来, 拓宽的吸声频段增强吸声。

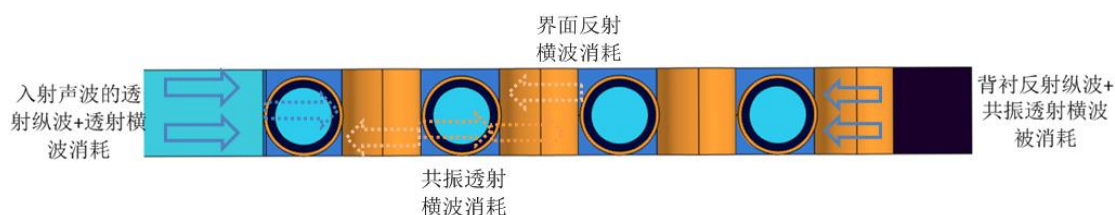


图 4.25 空心声子木堆局域共振结构声波衰减示意图

Figure 4.25 Schematic diagram of the sound attenuation of the local resonance structure of the HLRPW

综上所述, 在钢背衬工况下的声子木堆局域共振吸声机理如图 4.25 所示, 包覆有软层的空心钢管振动将声波分不同类消耗, 其声波的粘弹性局域共振吸收可以概括为: (1) 空心钢管外软包覆层中将从基体透射转换而来的横波 (SH) 大量消耗, 反射横波 (SV) 由于与纵波耦合, 部分消耗, 纵波消耗慢且少, 穿过声子木堆共振子的波在基体与背衬间反射回声子木堆, 反向重复上面的过程又消耗掉一部分声能; (2) 空心钢管本身轴向上长度远大于横截面长度, 横波容易沿着包覆其上的软层中传播并消耗; (3) 空心钢管内的声波来自于钢管振动成为一个“声源”辐射到管内产生声压, 这部分声波以纵波的形式在其中经过多次反射消耗。(4) 软包覆层与基体材料的粘弹性, 将消耗经过局域共振周围的波形转换的横波的机械能转化为热能, “连接”及“增高”了空心声子木堆多个共振吸声峰, 从而实现低频宽带强吸声性能。

#### 4.5 空心声子木堆吸声性能优化研究

通过如上的计算与实验相结合研究和吸声机理分析, 本小节选取 4.4 节计算的空心声子木堆作为基础计算模型, 从添加空气腔和提高粘弹性材料的损耗因子

这两个角度对空心声子木堆的吸声性能进行优化，这里主要通过计算方法对 500-6000Hz 宽频段连续的吸声性能进行强化。其中基体中嵌入空气腔有利于低频吸声是源于传统吸声覆盖层中的设计与相关研究，提高软包覆层的损耗因子和适当提高基体材料的损耗因子，如在 4.3 节中有相关计算结果和实验部分与吸声机理分析为基础。首先，在空心声子木堆的基体中嵌入与每个空心钢管同轴向的四个小空气腔，每个空心声子木堆单元共有八个同样尺寸大小的圆柱空气腔，同时所有的材料参数等其他因素不变，计算它的吸声系数并与原声子木堆的吸声系数作比较，如图 4.26。

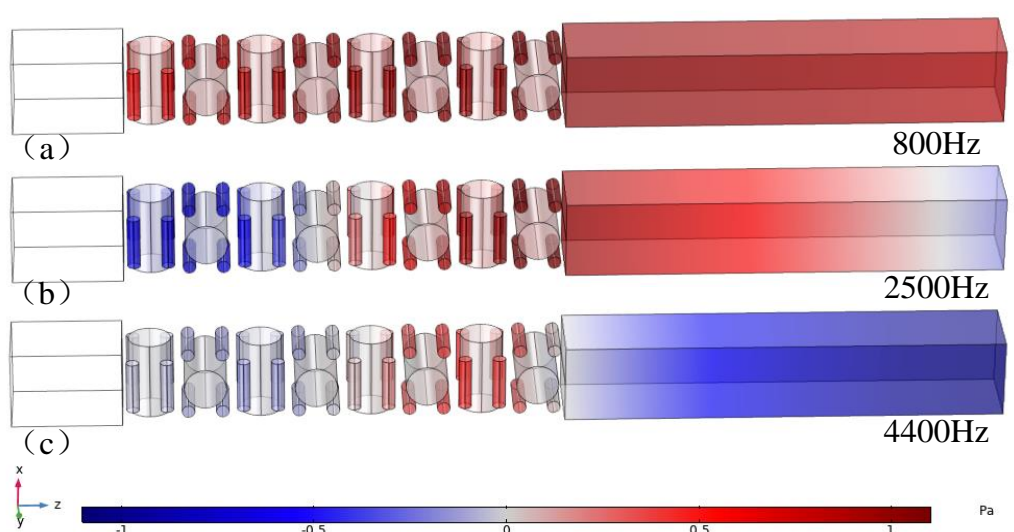


图 4.26 空心声子木堆流体域的声压图

Figure 4.26 Sound pressure diagram of the fluid domain of the HLRPW

从图 4.26 可以看出，声子木堆的吸声峰基本没有变化，只在吸声谷的地方嵌入圆柱气孔的声子木堆的吸声系数比原来的稍高。在嵌入横圆柱气孔的基础上提高软层和基体材料的损耗因子，如图 4.28 的蓝色吸声系数曲线，吸声系数提高，但第一、二吸声峰均向高频移动，在 800-6000Hz 的整个频段的吸声系数高于 0.6，平均系数达到 0.85。从图 4.26 可以看出，基体材料中的空气孔内的声压明显高于空心钢管内的声压，这是因为声波很容易透过基体材料与空气界面进入腔内，在内进行多重散射被消耗。而图 4.27 中的位移图表明了，空心声子木堆的运动方式没有因为加入孔有明显的变化。



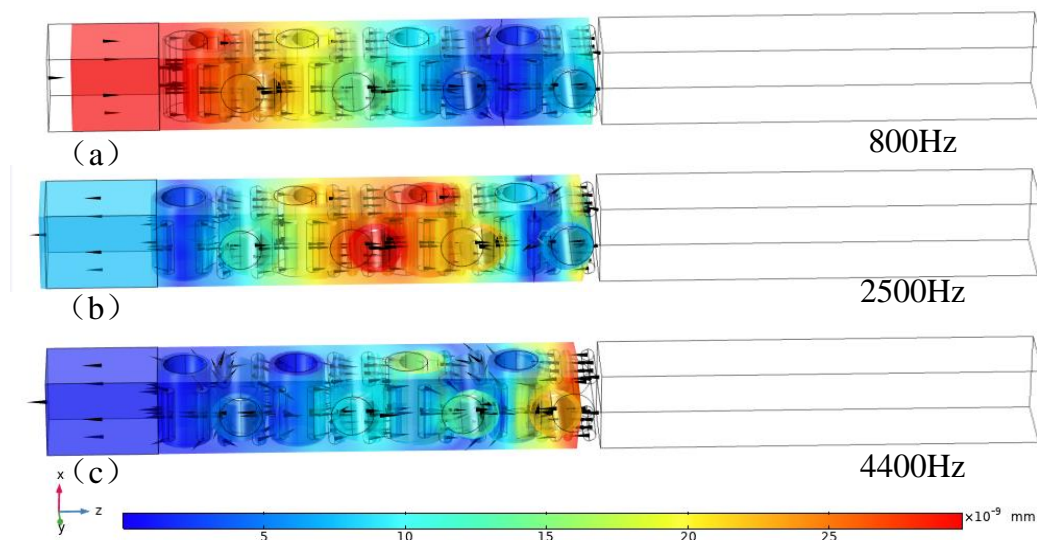


图 4.27 空心钢管声子木堆吸声峰频率处的位移分布

Figure 4.27 The displacement diagram of the HLRPW with steel tubes at the frequency of sound absorption peak

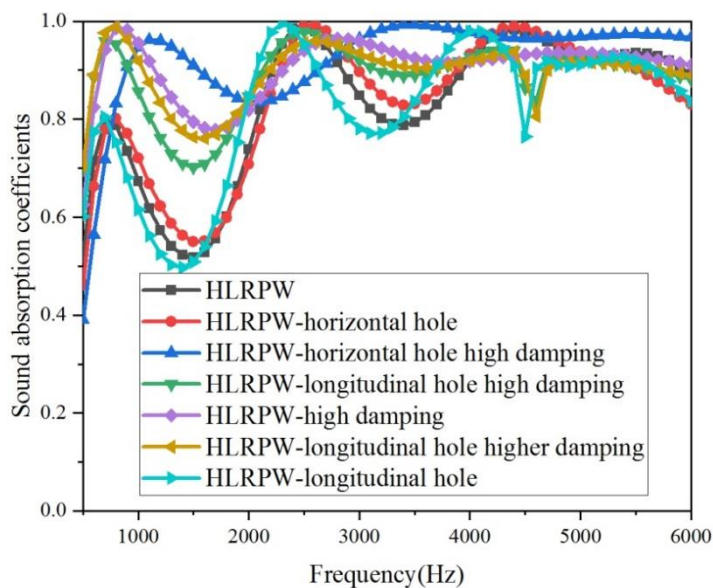


图 4.28 不同空心声子木堆的吸声系数结果对比图

Figure 4.28 Comparison of sound absorption coefficient results of the different HLRPW

若用围绕振子的四个纵空气孔嵌入空心声子木堆并贯通，计算纵孔空心声子木堆（HLRPW-longitudinal hole）吸声系数，如图 4.28 所示，在 500-800Hz 吸声系数达到 0.6 以上，800Hz 为第一吸声峰所在频率。与横孔空心声子木堆

(HLRPW-horizontal hole) 和空心声子木堆 (HLRPW) 相比, 黑方块实线表示得是空心声子木堆吸声, 在 500Hz 吸声系数为 0.5, 红圆块实线表示横孔空心声子木堆, 在 500Hz 吸声系数为 0.46, 并且纵孔声子木堆的三个吸声峰都比空心声子木堆和横孔空心声子木堆的更低频。可见纵孔空心声子木堆低频吸声较优。

在嵌入纵孔的基础上, 提高软包覆层和基体材料的损耗因子, 比较吸声系数, 如图 4.28。纵孔高粘性空心声子木堆 (HLRPW- longitudinal hole high damping 简写 HLRWM-lhhd) 的第一吸声峰升高, 且并没有像横孔高粘性声子木堆 (HLRPW-horizontal hole high damping 简写 HLRWM-hhhd) 的第一吸声峰那样向高频移动, 在 500-6000Hz 的整个频段的所有频率点的吸声系数达到了 0.7 以上, 其中吸声系数最低的两个频点是 500Hz 的 0.7 和 1600Hz 的 0.76。与横孔高粘性声子木堆在 500-6000Hz 的吸声性能相比, 纵孔高粘性空心声子木堆在 500-1000Hz 的低频具有更强的吸声性能。可见横孔的引入后即使在高粘性下仍没有改善研究频段的吸声性能。

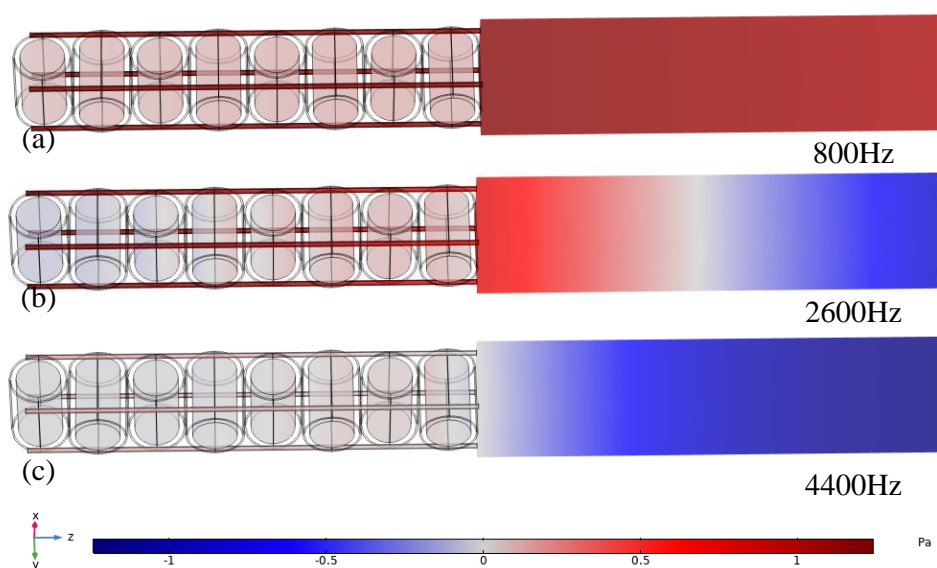


图 4.29 含纵孔空心声子木堆流体域声压图

Figure 4.29 The Sound pressure diagram of fluid domain of the HLRPW with longitudinal cavities

在空心声子木堆计算模型基础上, 若只从提高损耗因子的角度进行空心声子木堆在 500-6000Hz 频段的吸声性能计算, 这次改变只是提高软包覆层的损耗因子, 略提高基体材料的损耗因子, 其余的因素都不变, 计算损耗因子提高后的空心声子木堆 (HLRPW- high damping) 吸声性能是否得到优化。提高后的软层损

耗因子 0.9, 硬质基体损耗因子 0.6。计算并与原空心声子木堆计算吸声系数做比较, 如图 4.28 所示, 发现高粘性的空心声子木堆与纵孔高粘性的空心声子木堆的吸声系数基本一致, 但仔细对比, 发现纵孔高粘性空心声子木堆(HLRPW-longitudinal hole higher damping) 在 500-800Hz 频段的所有频点都高于高粘性空心声子木堆(HLRPW-high damping) 的吸声系数, 在 800Hz 吸声系数都约为 0.98。在 800-6000Hz 的频率范围的第二吸声峰是纵孔高粘空心声子木堆的频点为 2500 Hz, 高粘性空心声子木堆的是 2900Hz, 两者的吸声系数基本一致。最终, 由于纵孔高粘性空心声子木堆在低频有较高的吸声系数, 综合来看是优化空心声子木堆后在 500-6000Hz 的吸声性能最优的一种优化方案。

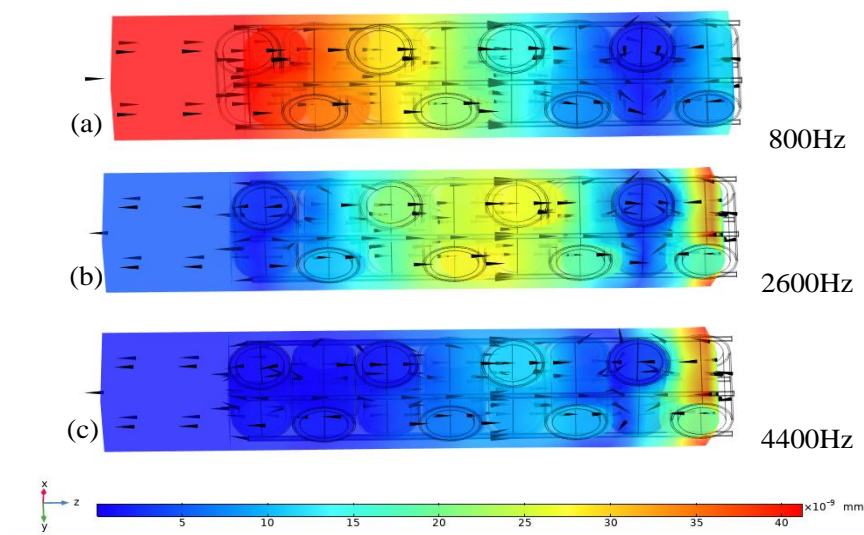


图 4.30 含纵孔空心声子木堆的位移图

Figure 4.30 Displacement diagram of the HLRPW with longitudinal cavities

#### 4.6 小结

本章主要是在建立了空心声子木堆声学传输模型的基础上, 围绕其吸声机理与性能优化开展研究: 计算不同因素对空心声子木堆吸声性能的影响, 初步设计制备空心声子木堆, 并在实验测试对比基础上对其进行吸声机理分析, 在计算和实验的基础上通过计算从不同角度优化空心声子木堆的吸声性能。得出以下三方面的结论:

(1) 利用有限元法运用 COMSOL 软件对空心声子木堆的声波传输计算进行建模, 采用钢背衬下四个空心声子木堆单元, 研究其以吸声系数为表征的吸声性能或声学传输特性。

(2)利用建立的声学传输模型,从空心声子木堆本身和应用工况两个角度,分别研究了材料组分数、填充率,组分材料参数、几何尺寸、空心钢管接触状况,声波入射方向对声子木堆的吸声性能的影响,得到了不同因素在一定变化范围内对声子木堆的影响规律,为下一步的实验制备及性能优化提供基础。

(3)基于不同因素对空心声子木堆吸声性能的影响,选取适中因素值进行综合引入空心声子木堆的设计与制备中,经过吸声测试,得到一个整体平均吸声系数在 500-6000Hz 的频率范围高于 0.8 的空心声子木堆样品,有的频段甚至达到 0.95 以上接近 1 的吸声系数。

(4)运用传输模型计算仿真实验中吸声性能比较理想的空心声子木堆样品,计算值与测试值有差别,实验值整体优于计算值,并且 500-800Hz 频段的吸声有待进一步优化,在此计算模型基础上通过嵌入纵孔空气腔和提高软包覆层及基体的粘性获得了 500-6000Hz 整个频段的高吸声的物理模型,为 500-6000Hz 频段实现宽频强吸声而设计空心声子木堆的材料选取和制备提供了理论基础。

总之,本章从轻质、宽频、耐压、低频几个方面逐步通过空心声子木堆实现低宽频耐压强吸声性能,同时进行相应吸声机理研究,提出一种宽频耐压吸声机制,为水下低频宽带耐压吸声的研究与应用提供了新的思路。

## 第 5 章 轻质高强度阻尼基座设计与隔振性能研究

### 5.1 引言

舰船设备常用隔振器或隔振系统安装在与船体连接的基座上进行隔振,这是因为机械设备运转过程中产生的振动除了直接辐射空气噪声外,很大一部分会通过基座传递给船体,是船体辐射噪声的重要来源之一。为了减少船体振动与辐射噪声,本章采用声学超材料设计了一种新型轻质阻尼基座。其中声子玻璃是基于局域共振机理的互穿网络结构声学超材料,它将金属互穿网络结构的承重强度性能与聚氨酯互穿网络的阻尼性能复合在一起,互穿网络结构的大量接触界面使得振动引起的界面摩擦增多从而增加耗能,因此通过改变声子玻璃中孔的大小、数量及分布来增多接触界面可提高其阻尼性能。综合其潜在的高阻尼高强度特点,本章将用声子玻璃设计和制备阻尼基座,通过振级落差的隔振分析方法,对轻质阻尼基座进行 20-10000Hz 频率范围的隔振研究,从而进一步有效地降低舰船机械振动传递和辐射噪声。

### 5.2 基座设计与优化

#### 5.2.1 声子玻璃

声子玻璃作为一种网络化局域共振结构的声学超材料,具有宽频吸声效应如图 5.1 所示,不同于传统的局域共振声学超材料的散射体往往是球状或柱状的离散单元,强吸声依赖于散射体单元在局域共振频率处的振动及声波在组分材料界面处的波形转换。声子玻璃,虽然硬-软-硬的结构和局域共振声学超材料单元一致,但它的三组分材料连接成网络化的结构,如图 5.2 (a) 所示,这种互穿网络结构使共振子之间具有硬链接作用从而发生强耦合,其多尺度局域共振单元可呈现出更多的本征模态,因此能够对不同频率的声波起作用,形成宽频效应。另外由于网络化结构的存在,使界面处的波形转换更丰富,增强了材料对声波的粘滞损耗,形成强吸声效应,从而使得声子玻璃能够实现宽频强吸声。

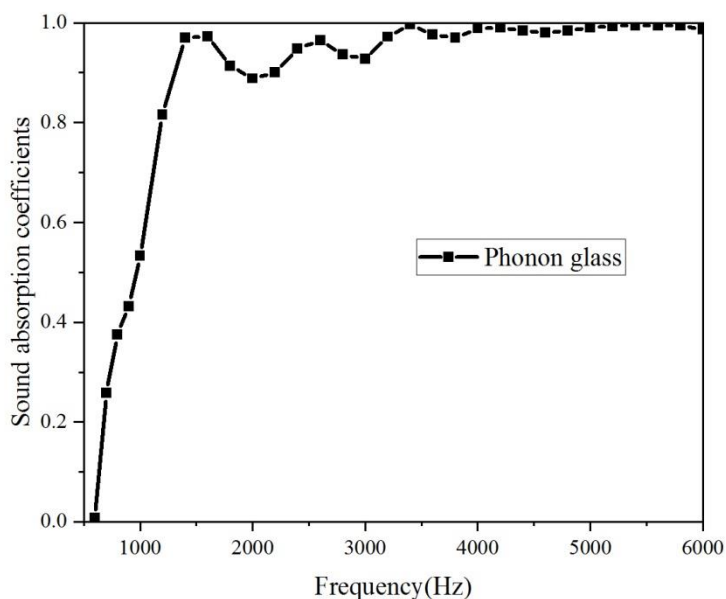


图 5.1 声子玻璃水下吸声系数实验结果曲线图

Figure 5.1 Experimental underwater sound absorption coefficients of phonon glass

局域共振声学超材料不仅对声波产生带隙,也可以对固体中的弹性波产生弹性波带隙,因此常可用作隔声材料。声子玻璃基于局域共振吸声原理,可以对声波实现宽频强吸声,也应具有优异的阻尼性能,所以声子玻璃可用作阻尼减振材料。声子玻璃的阻尼性能一方面是网络化局域共振效应,即由于局域共振效应的存在,硬-软-硬结构构成的局域共振子在共振频率处会对弹性波产生粘滞损耗,且硬聚氨酯和软聚氨酯都是粘弹性材料,具有粘弹性阻尼;另一方面是具有约束阻尼的结构特点。

声子玻璃作为一种网络化的局域共振声学超材料,如图 5.2 (a) 所示,不同于传统局域共振声学超材料的散射体往往是球状或柱状的离散单元,声子玻璃将金属和聚氨酯连续地互穿网络化,不仅具有金属互穿网络结构的高承重强度,也具有软质聚氨酯和硬质聚氨酯互穿网络结构的粘弹性阻尼<sup>[11][12]</sup>,以及互穿网络结构中材料组分间大量的界面摩擦使振动能大量转化为热能,从而增强阻尼隔振性能。另外,由局域共振频率因网络化的共振子具有不同尺度而分布较宽,且局域共振频率处共振子振动剧烈集中了大量振动能,然后经过界面摩擦的转化和消耗,从而可以实现宽频阻尼隔振。

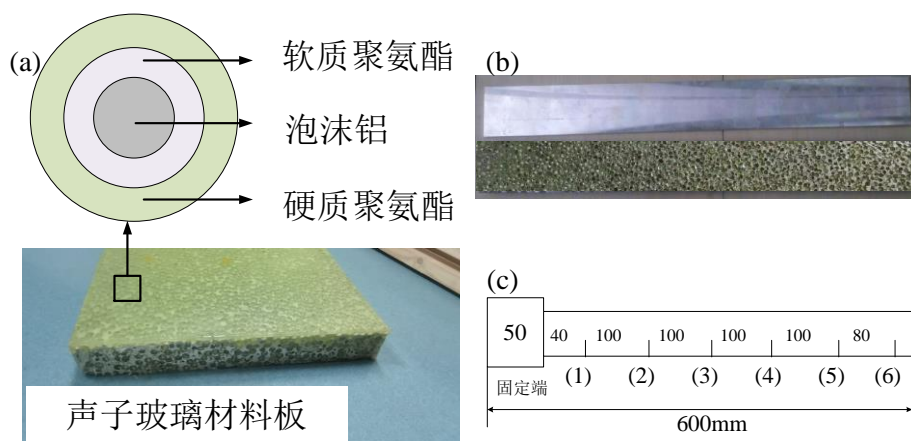


图 5.2 声子玻璃阻尼复合材料样品及阻尼测试示意图：（a）声子玻璃材料及局域共振结构示意图；（b）声子玻璃阻尼测试样品；（c）阻尼测试的传感器布置方式

Figure 5.2 Phonon glass damping composite samples and damping test schematic diagram: (a) Phonon glass material and local resonance structure schematic diagram; (b) Phonon glass damping test samples; (c) Sensor placement for damping tests

为了量化声子玻璃的阻尼性能，制备了尺寸为 600 mm×70 mm×20 mm 的声子玻璃矩形条如图 5.2（b）所示，通过单悬臂测试方法，即测试时按照一端固定另一端自由的方法如图 5.2（c），测试了声子玻璃的结构阻尼比，因为构件及含有结构的复合材料通常用结构阻尼比来表征材料的阻尼特性，测试样品如图 5.2（b）所示。同时为了更好地表征声子玻璃的阻尼性能，测试了同样尺寸的钢板和铝板的结构阻尼比作对比，测试结果见表 5.2。阻尼比测试结果表明，声子玻璃在 1 阶频率处是钢板的 10 倍，铝板的 2 倍，比传统常用的钢质板和铝板具有更好的阻尼比。

表 5.1 样品阻尼测试结果

Table 5.1 Sample damping test results

材料	声子玻璃		钢板		铝板	
阻尼比	频率/Hz	阻尼/%	频率/Hz	阻尼/%	频率/Hz	阻尼/%
	19.54	3.94	12.12	0.32	11.79	1.97

### 5.2.2 基座结构与优化

机械设备基座的基本结构通常包括面板和肋板两个部分，如图 5.3 所示<sup>[224]</sup>，其中机械设备安置在面板上，肋板则与隔振体如舱段等连接。基于一般的基座结构，本节基于有限元法运用 Comsol Multiphysics 多物理场软件建立了基座对称性力学模型，在满足力学性能的基础上减轻基座的重量，然后利用变密度法对基座

结构的质量合理分布进行整体的拓扑优化计算。

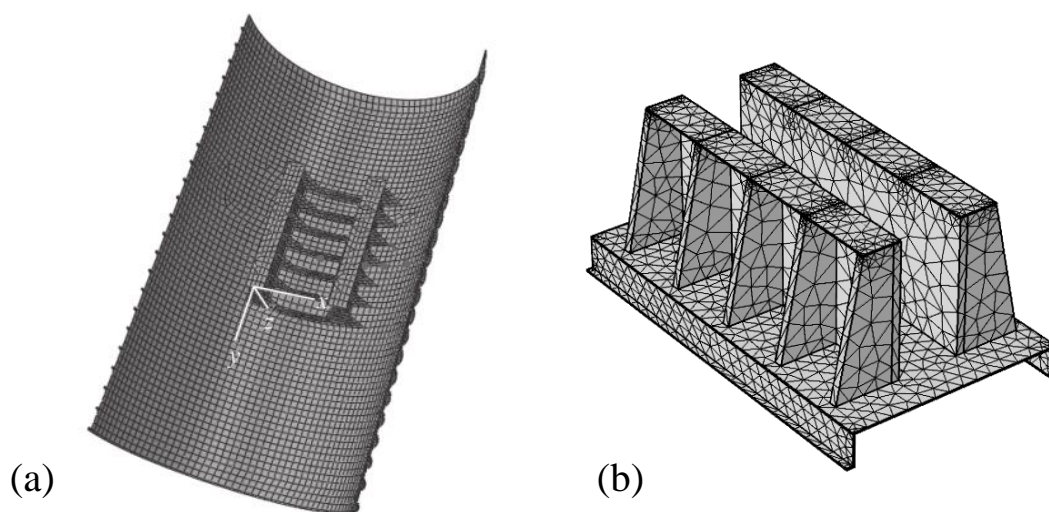


图 5.3 机械设备基座结构模型图：(a) 安装在隔振体舱段的基座结构模型示意图<sup>[224]</sup>；(b) 基座结构模型图

**Figure 5.3 Mechanical equipment base structure model diagram: (a) schematic diagram of base structure model installed in the vibration isolation body cabin<sup>[224]</sup>; (b) model drawing of the base structure**

按照通常基座结构，如表 5.2 所示为隔振基座的研究发展趋势，从材料、结构形式、性能要求的不同角度，对基座研究提出了更大挑战，因此本节分别建立了实体钢基座、面/肋板钢基座、面/肋/底板钢基座三种力学对称模型。

**表 5.2 隔振基座进展**

**Table 5.2 Development of vibration isolation base**

基座	阶段一	阶段二	阶段三
材料	钢	复合材料	超材料
结构形式	实心板/块	夹心约束板	面/肋板结构
性能要求	承重	承重减/隔振	轻量高强度隔振

根据实验测试基座模型隔振性能测试的条件，本节建模钢制实体基座对称模型按照几何尺寸为 $720\text{mm} \times 720\text{mm} \times 10\text{mm}$ 进行建模，同时由于实体钢基座的几何和受力的对称性特点，建立四分之一基座的对称力学模型如图 5.4 (a) 尺寸为 $720\text{mm} \times 360\text{mm} \times 360\text{mm}$ ，运用变密度法对其进行拓扑优化，经过两次数据的镜像对称操作，得到经过优化后的钢质量分布基座如图 5.4 (b) 所示。图中四个黑色箭头表示四个力载荷，相当于机械设备放置于面板上的四个机脚接触点，力载荷通过接触点传递到基座，然后由基座传递给隔振体如舱段。从图 5.4 (b)



可以看出，红色区域是表示质量分布较集中且受力较大的位置，蓝色部分为质量分布及受力较小的位置，空心部分为没有质量分布，或者是不受力的位置。在实际设计制造过程中，根据一定的力载荷，就可以设计成如图 5.4 (b) 的空心结构基座，用更轻的质量实现力学性能需求。当机械设备按照四个机脚接触点安装在基座面板上时，实心块体钢基座的结构可以设计成如图 5.4 (b) 所示的接近空架结构的。

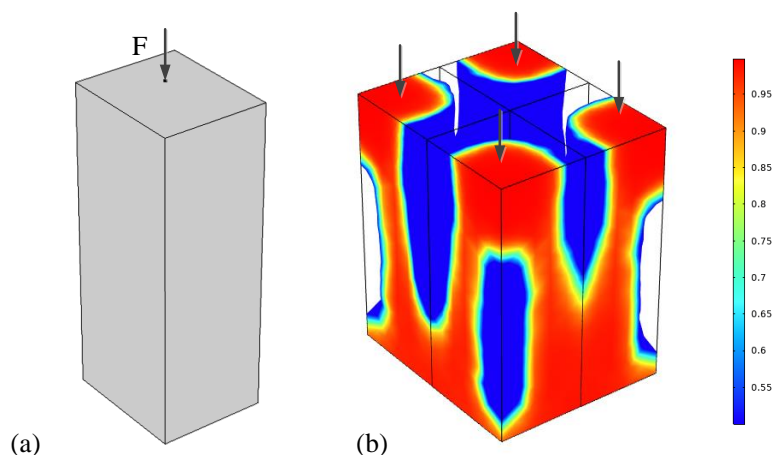


图 5.4 实体钢制基座拓扑优化前后对比图：(a) 实体钢基座四分之一对称力学模型；(b) 实体钢基座拓扑优化的质量分布

**Figure 5.4 Comparison before and after topology optimization of solid steel base: (a) 1/4 symmetrical mechanical model of solid steel base; (b) mass distribution of solid steel base topology optimization**

根据以上实体钢基座优化后的空架结构，建立如图 5.5 (a) 所示的面板/肋板基座的四分之一对称模型，几何尺寸分别是：面板为  $360\text{mm} \times 360\text{mm} \times 10\text{mm}$ ，肋板为  $360\text{mm} \times 720\text{mm} \times 10\text{mm}$ 。在面板黑点处施加同上的力载荷，经过拓扑优化后的基座结构如图 5.5 (b) 所示，红色部分表示经过优化后的材料的分布，可看到面板与肋板中有空洞分布，可见在一定的力载荷作用下，面/肋板钢基座结构可以设计得更加轻量化。另外，为了更加接近基座工况环境，如机械设备机脚置于面板上的位置不同，受力点不同，基座材料分布会发生变化，设计并优化基座结构，考虑力载荷不同位置下的基座优化结构如图 5.5 的面/肋板接近面板中心处的力载荷、图 5.6 的面/肋板接近肋板外侧的力载荷、图 5.7 的肋板交叉外侧的力载荷。这几种不同位置的力加载下基座结构优化结果依次有差别，共同点是这几种优化后的结果使面板中心有空洞、肋板中心有空洞。因此，综合

以上基座结构优化的计算结果，将基座结构设计为如图 5.7 所示的面板与肋板相连接，在面板中心及肋板中心有空洞的轻质结构基座。

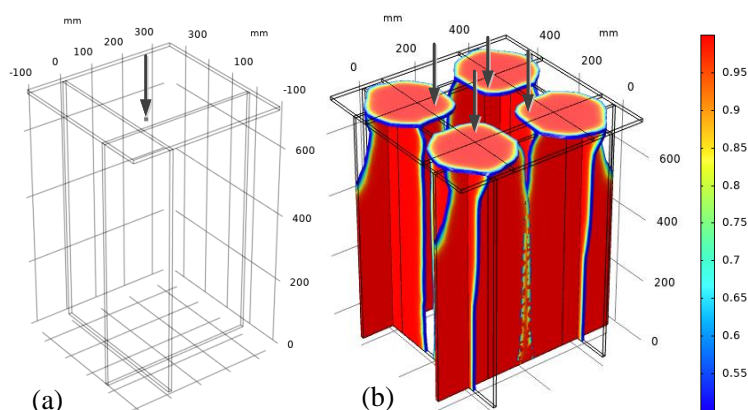


图 5.5 面/肋板钢制基座 1 拓扑优化前后对比图：(a) 基座四分之一对称力学模型；(b) 基座拓扑优化的质量分布

Figure 5.5 Comparison of surface/floor steel base 1 before and after topology optimization : (a) 1/4 symmetrical mechanical model of the base; (b) mass distribution of base topology optimization

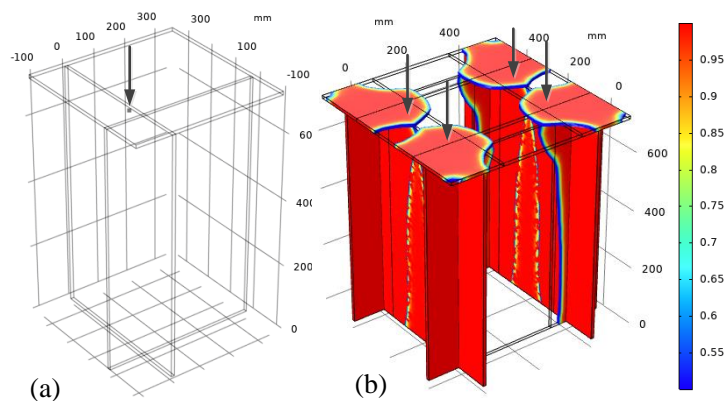


图 5.6 面/肋板钢制基座 2 拓扑优化前后对比图：(a) 基座四分之一对称力学模型；(b) 基座拓扑优化的质量分布

Figure 5.6 Comparison of surface/floor steel base 2 before and after topology optimization : (a) 1/4 symmetrical mechanical model of the base; (b) mass distribution of base topology optimization

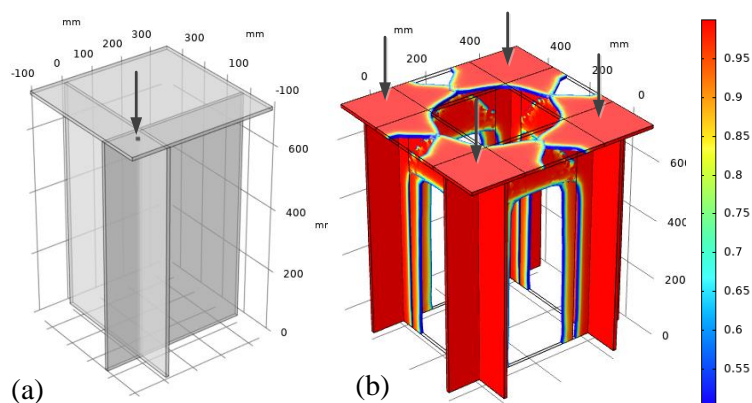


图 5.7 面/肋板钢制基座 3 拓扑优化前后对比图：(a) 基座四分之一对称力学模型；(b) 基座拓扑优化的质量分布

Figure 5.7 Comparison of surface/floor steel base 3 before and after topology optimization : (a) 1/4 symmetrical mechanical model of the base; (b) mass distribution of base topology optimization

### 5.3 实验制备

在基座的结构设计上，从舰船舱段内设备放置位置和特点出发，本节设计了相应结构尺寸的一种底部为弧形的基座结构，由一块上面板和四块侧肋板组成，如图 5.8 所示。其中肋板和肋板间是互相穿插成一体，面板和肋板通过铆钉联接成一体。注意四块肋板与舱段焊接在一起的底端设计成弧形，弧形曲率与船体舱段曲率一致。另外，根据面板和肋板的受力特征，可将面板和肋板依其边界特点去掉中心部分，其中面板圆形空洞直径为 200 mm，肋板的中心去掉 200 mm 长 100 mm 宽和直径 100 mm 的部分，从而减轻基座的重量，节省了原料与成本。整个基座的外边界尺寸分别是：最大高度 721 mm，最大宽度为 762 mm，底部的弧形与模型舱段具有相同的曲率，板厚均为 10 mm。为了不改变原有基座的链接方式，基座肋板全部用声子玻璃制成，面板由钢制成。这个基座的结构特点，肋板由于采用了具有粘弹性的声子玻璃阻尼材料，具有弹性储能特点和粘性耗能特点，取代了传统复杂的隔振系统，是基座结构的重要组成部分。声子玻璃阻尼基座的总重量为 200 kg，承重大于 500 kg。

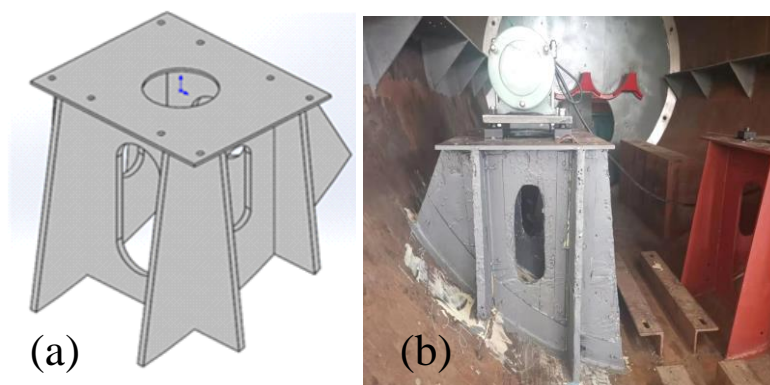


图 5.8 基座模型：(a) 基座几何模型图；(b) 基座模型实物图

Figure 5.8 Geometric model of the base: (a) geometric model diagram of the base;(b) physical drawing of the base mode

## 5.4 隔振性能表征与测试

### 5.4.1 数据采集与分析

隔振性能表征方法为加速度振级落差，表达式如下：

$$L_a = L_m - L_c = 20 \lg \left( \frac{a_m}{a_0} \right) - 20 \lg \left( \frac{a_c}{a_0} \right) \quad (5.1)$$

其中  $a_m$  是激振点位于基座面板处的垂向加速度幅值的平均值， $a_c$  是对应采集点位于舱段处的垂向加速度幅值的平均值， $a_0=10^{-6} \text{ m s}^{-1}$  表示基准加速度值。 $L_m$  和  $L_c$  分别是面板和舱段的振级。采集点的振级越小，激振点的振级越大，表明隔振效果越好。对应公式 (5.1) 中的加速度幅值计算对应的振级，即分别选取测试频段 20 Hz-10 kHz 的基座面板与舱段，在 1/3 倍频程中心频点处的平均加速度振级值，并取两者之差计算加速度振级落差。1/3 倍频程中心频点值为：220.0, 25.0, 31.5, 40.0, 50.0, 64.0, 80.0, 100.0, 125.0, 160.0, 200.0, 250.0, 315.0, 400.0, 500.0, 640.0, 800.0, 1000.0, 1250.0, 1600.0, 2000.0, 2500.0, 3150.0, 4000.0, 5000.0, 6300.0, 8000.0, 10000.0，单位为 Hz。加速度的均方根平均值公式为：

$$\bar{a}_n = \sqrt{\frac{a_1^2 + a_2^2 + \dots + a_n^2}{n}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n a_i^2}{n}}, (n=4,18) \quad (5.2)$$

在 20-10000Hz 频率范围的每个测试频点的总加速度振级为：

$$L_{all} = 10 \lg \sum_{i=1}^n (10^{0.1L_i}), (n = 4, 18) \quad (5.3)$$

其中激励加速度振级由  $n=4$  (基座面板的四个激励点处的加速度) 代入式 (2) 得到; 响应加速度振级由经过基座隔振后的  $n=18$  (舱壁的加速度振级响应) 代入式 (5.2) 得到。然后代入对应的公式 (5.1) 中, 求基座面板与舱壁处加速度平均振级之差  $L_a$ 。 $L_a$  值越大, 说明在该频段内基座的减振性能越好。通过比较复合材料阻尼基座与钢制基座二者的  $L_a$  值的大小来比较它们的隔振性能。 $L_{all}$  表示振动总级, 可通过比较面板和舱段的振级落差得到振动总级落差表征隔振性能。

### 5.4.2 隔振性能测试

试验测试方法主要包括: 传感器布置方法、数据采集方案、激励源试验方案、设置对比试验测试。

(1) 传感器布置方法: 基座上面板安装 4 个加速度传感器, 按照如图 5.9 (b) 的红色圆点位置关于上面板的中剖面对称分布。同时关于舱段中剖面对称安装 18 个加速度传感器, 如图 5.9 (a) 的黄色圆点和红色圆点位置。这样的对称安装传感器的布置方法有利于更加准确地采集振级数据。(2) 数据采集方案: 数据采集方法是指按照如图 5.9 (c) 示意图所示, 加速度计带有前置放大功能, 可直接连入数据采集分析仪进行数据采集, 并进行傅里叶频谱分析, 分析仪与电脑相连, 可对分析仪进行指令控制, 并将数据存储。

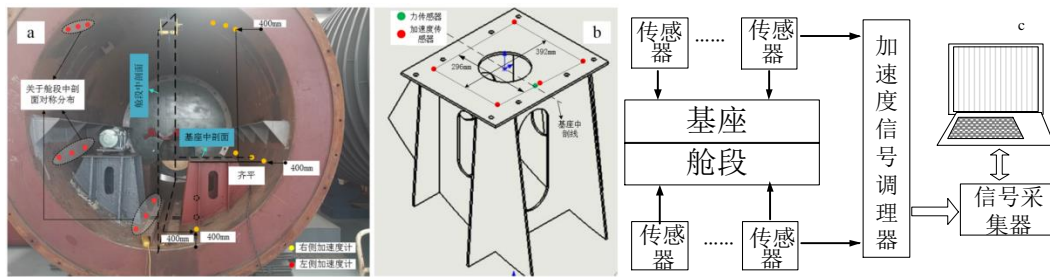


图 5.9 试验测试方案实物及示意图: (a) 试验实物及舱段上传感器分布; (b) 面板传感器分布; (c) 试验数据采集方式示意图

Figure 5.9 Diagram of test test scheme: (a) Distribution of sensors on test objects and pods; (b) Panel sensor distribution; (c) Schematic diagram of test data collection method

(3) 激励源试验方案: 本文首先使用参数分别为 380 V、4 kW、2980 r/s 的水泵电机和 50kg 级电磁式弹性绳悬吊的激振机作为激励源, 分别激励基座上面板测试基座隔振效果。之所以选用水泵和激振机作为激励源, 是因为水泵是一种

典型的被广泛应用的作业设备，振动参数具有普遍性。而激振机是一种悬吊式激励，这样不同的激励方式测试基座隔振，有利于更加全面地对基座隔振性能进行评估和研究。测试的激振频率范围为 20 Hz-10000 Hz,为了更好地满足基座测试的普适性。（4）设置对比试验测试：设计与阻尼基座相同的结构，面板和肋板全部采用钢材质的钢基座作为对比测试其隔振性能。二者将同时对称地安装在舱段中，如图 3（a）所示的阻尼基座（灰色）和钢基座（红色）。

试验测试步骤主要包括：（1）试验测试过程中首先将制作的阻尼基座与钢制基座对称安装于船舶舱段中，如图 3(a)所示的舱段内的左右两侧。将水泵电机置于基座上面板，且在上面板和舱段上安装布置好加速度传感器。（2）然后采用水泵电机分别激励阻尼基座与钢基座的上面板，如图 5.9（a）（b）所示的实验数据采集示意图采集面板的加速度振级和舱段的加速度振级，经过快速傅里叶变换（FFT）将采集的数据进行处理。（3）最后通过对比对称布置于面板与舱段上的振动加速度计的振级，来评估基座的隔振性能。

本章的试验依据 GB/T7453-1996《船体振动测量》和 GJB 4057-2000《舰船噪声测量方法》。

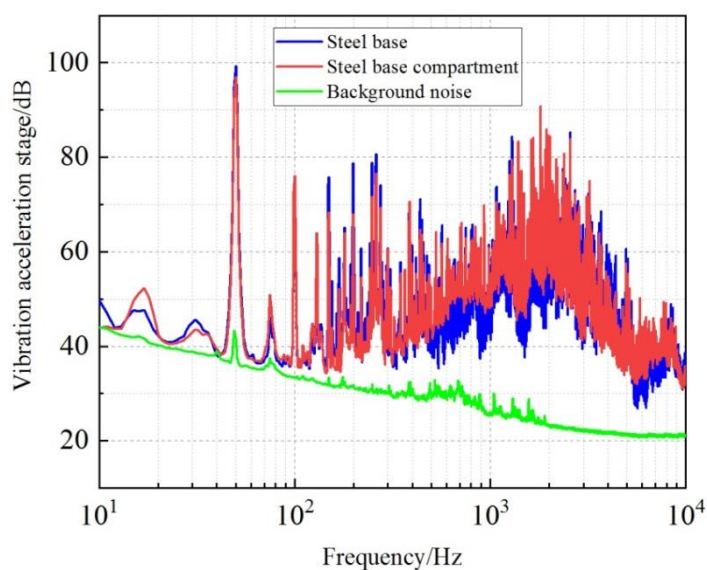
## 5.5 结果与讨论

### 5.5.1 水泵激励基座隔振测试结果与讨论

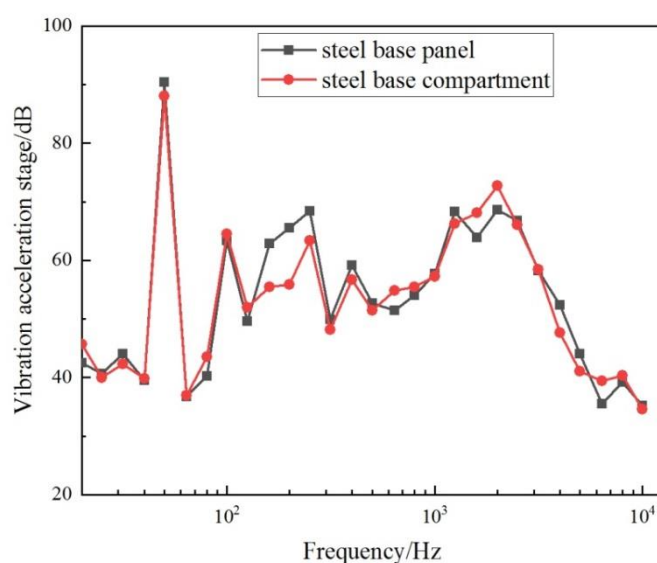
从图中得知，1000Hz 以上频段，空气噪声激励振动加速度量级与振动传递测量加速度信号量级相当，说明水泵运转时的空气噪声对舱段及基座表面振动测量信号影响较大。

水泵的空气噪声能量主要集中在 1000Hz 以上的频段。水泵的振动能量集中在 50-1000Hz 的频段。

根据本文研究隔振性能的方法，测取 20 -10000 Hz 频段的面板激励点的振动加速度级如图 5.10、5.11 中的蓝色线，同时测取相同频率范围的舱段加速度振级如图 5.10、5.11 中的红色线表示。另外图 5.10（a）和图 5.11（a）中绿色线表示背景噪声，表示在没有激振测试情况下噪声级。



(a)



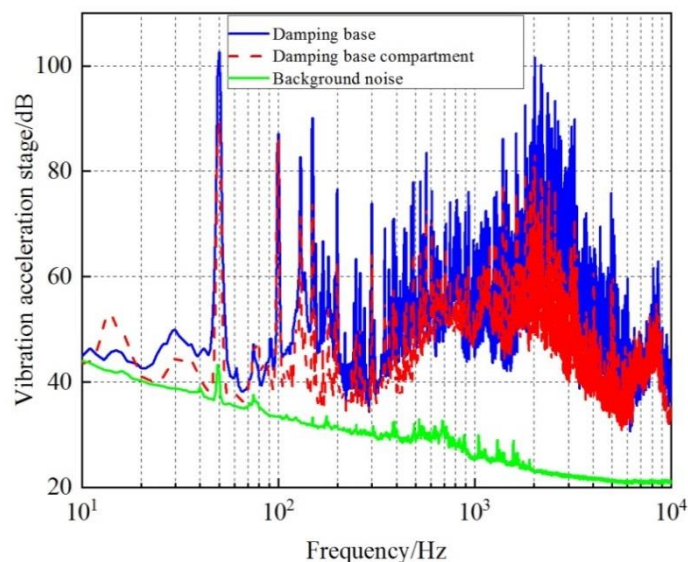
(b)

图 5.10 水泵激励钢基座的隔振测试：(a)水泵激励钢基座的加速度振级；(b)水泵激励钢基座的振动传递分析

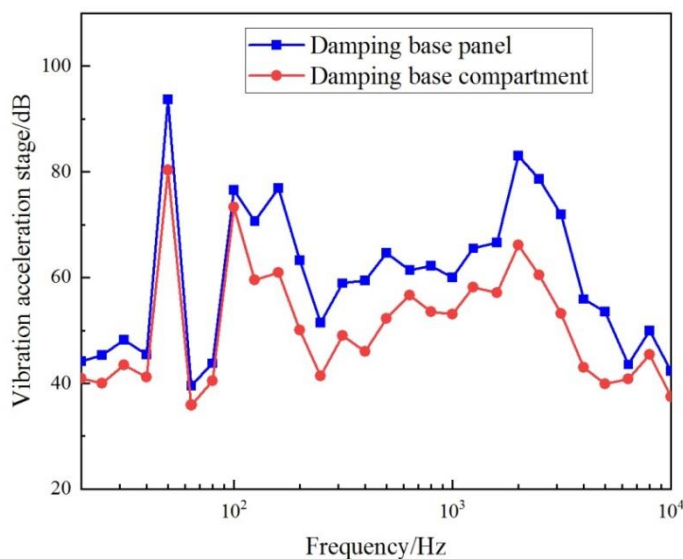
Figure 5.10 Vibration isolation test of pump excitation steel base :(a) Acceleration vibration level of pump excitation steel base;(b) Vibration transfer analysis of pump excited steel base

水泵激励钢基座测得振动加速度级如图 5.10 (a)，激励基座上面板的加速度振级（蓝色点线）和激励传递到舱段上被测取的加速度振级（红色点线）基本重合，经过钢基座的振动并没有降低，如图 5.10 (b) 是选取测试频率范围中的 28

个三分之一倍频程的加速度振级点线图，可更加清晰地看出：水泵激励钢制基座时，面板和舱段上的加速度振级相近，即激振加速度振级与经过钢基座隔振后的振级没有变化，这表明钢基座在 20 -10000 Hz 的频率范围基本没有隔振性能。



(a)



(b)

图 5.11 水泵激励阻尼基座的隔振测试：(a)水泵激励阻尼基座的加速度振级；(b)水泵激励阻尼基座的振动传递分析

Figure 5.10 Vibration isolation test of pump excitation damping base :(a) Acceleration vibration level of pump excitation damping base;(b) Vibration transfer analysis of pump excited damping base



水泵激励基座测得的加速度振级如图 5.11 所示, 图 5.11 (a) 中蓝色线区域表征的激励加速度振级分布高于基座隔振后的红色线区域, 水泵激励阻尼基座时, 面板和舱段上的加速度振级相差较大, 在测试频段 20 -10000 Hz 频段的隔振效果显著如图 5.11 (b), 隔振效果明显优于钢基座。

为了更加准确地表征基座的隔振性能, 根据钢基座和阻尼基座各自所测得的加速度振级数据, 按照公式 (5.1) 计算获得钢基座和阻尼基座的振级落差值, 然后选取测试频段 20 -10000 Hz 内的 1/3 倍频程的振级落差列于表 5.3, 共 28 个频率点。同时, 为了更加直观地对比钢基座和阻尼基座的隔振性能, 按照表 5.3 的数据点, 绘出两种基座在相应的 1/3 倍频程的加速度振级落差点线图, 如图 5.12 所示。

表 5.3 两种基座 1/3 倍频程加速度振级落差对照表

Table 5.3 Comparison table of 1/3 octave acceleration vibration level drop between two bases

频率/Hz	钢基座-振级 落差/dB	阻尼基座-振级 落差/dB	频率/Hz	钢基座-振级 落差/dB	阻尼基座-振 级落差/dB
20.0	-3.16	3.30	500.0	1.21	12.34
25.0	0.67	5.29	640.0	-3.39	4.67
31.5	1.79	4.71	800.0	-1.47	8.73
40.0	-0.26	4.35	1000.0	0.51	6.93
50.0	2.42	13.34	1250.0	2.04	7.32
64.0	-0.17	3.70	1600.0	-4.21	9.48
80.0	-3.33	3.33	2000.0	-4.16	16.89
100.0	-1.04	3.17	2500.0	0.72	18.13
125.0	-2.33	11.09	3150.0	-0.21	18.71
160.0	7.44	15.97	4000.0	4.76	12.90
200.0	9.59	13.20	5000.0	3.04	13.66
250.0	5.04	10.08	6300.0	-3.91	2.73
315.0	1.68	9.87	8000.0	-1.12	4.57
400.0	2.50	13.33	10000.0	0.63	4.92

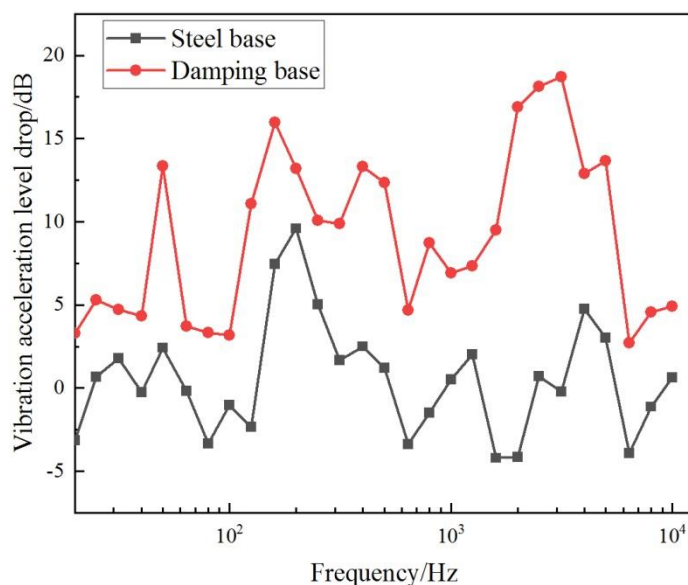


图 5.12 水泵激励钢基座和阻尼基座的振级落差对比

Figure 5.12 Comparison of vibration level drop between pump excited steel base and damping base

表 5.4 两种基座的隔振性能对比

Table 5.4 Comparison of vibration isolation performance of the two bases

激励位置	振动总级/dB	振动总级落差/dB
钢基座-面板	90.58	2.29
钢基座-舱段	88.29	
阻尼基座-面板	94.37	12.93
阻尼基座-舱段	81.44	

从两种基座的 1/3 倍频程振级落差的表 5.3 和表 5.4 或对应点线图 5.12 中看到, 阻尼基座的隔振量在 20 Hz 以上频段的各个频点上都大于钢基座。钢基座在较多的频点处存在隔振量为零, 表明钢基座在此处没有隔振性能, 阻尼基座却一直具有隔振性能。钢基座的振级落差有的为负值, 可能是因为钢基座与舱段同为钢材质, 在受到对应频点的激振后, 舱段发生共振, 引起了钢基座更大的振动反馈, 这也间接证明了钢基座的隔振性能不理想。从振动总级落差表 5.4 分析可知, 钢制基座的总级落差为 2.29 dB, 阻尼基座的总级落差为 12.93 dB, 阻尼基座的隔振性能显著优于钢基座, 充分验证了轻质高强度声子玻璃阻尼基座的宽频隔振性能。

### 5.5.2 激振机激励基座隔振测试对比结果与讨论

本节对激振机激励钢基座与阻尼基座的隔振测试结果进行如下对比研究。从图 5.13 中所示的激振机激励钢基座的测试结果看，绿色实线表示空气噪声，其噪声加速度信号量级在 20-40dB，说明激振机运转时的空气噪声对舱段及基座表面振动测量信号影响较大。根据本章研究隔振性能的方法，测取 20 -10000 Hz 频段的面板激励点的振动加速度级如图 5.13、5.15 中的蓝色线，同时测取相同频率范围的舱段加速度振级如图 5.13、5.15 中的红色线表示。另外图 5.13 (a) 和图 5.15 (a) 中绿色线表示背景噪声，表示在没有激振测试情况下噪声级。

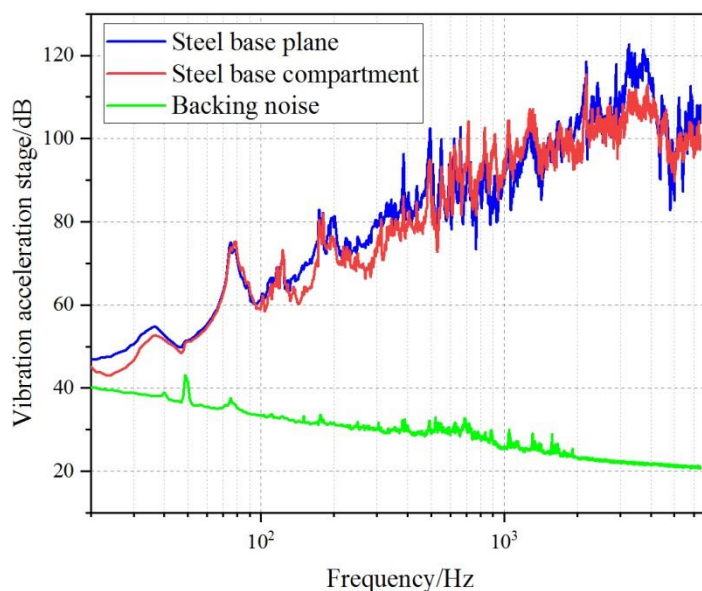


图 5.13 激振机激励钢基座的面板/舱段平均振级对比

**Figure 5.13 Comparison of panel/cabin mean vibration levels for shaker excited steel pedestals**

激振机激励钢基座测得的振动加速度级如图 5.13，激励基座上面板的加速度振级（蓝色点线）和激励传递到舱段上被测取的加速度振级（红色点线）基本重合，经过钢基座的激励振动并没有降低，如图 5.14 是选取测试频率范围中的 28 个三分之一倍频程的加速度振级点线图看出：激振机激励钢制基座时，面板和舱段上的加速度振级相近，即激振加速度振级与经过钢基座隔振后的振级没有变化，这表明钢基座在 20 -10000 Hz 的频率范围基本没有隔振性能。

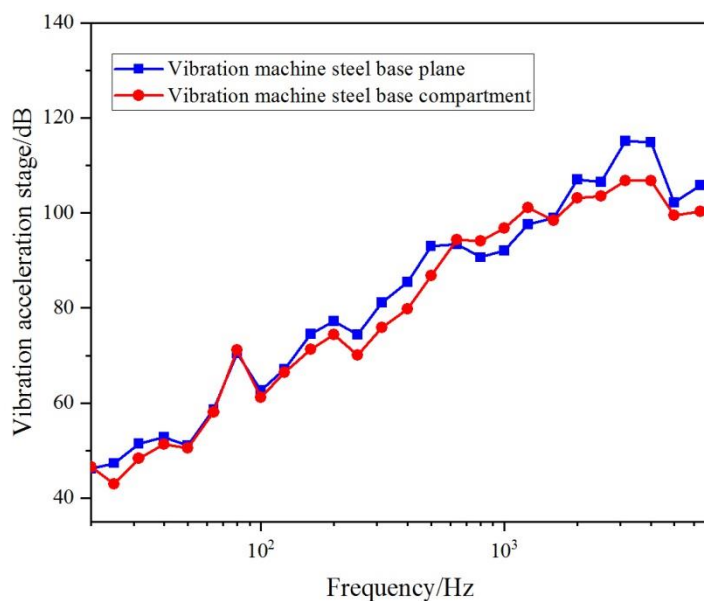


图 5.14 激振机激励钢基座的面板/舱段三分之一倍频程振级对比

Figure 5.14 Panel/cabin one-third octave level comparison of the shaker excited steel base

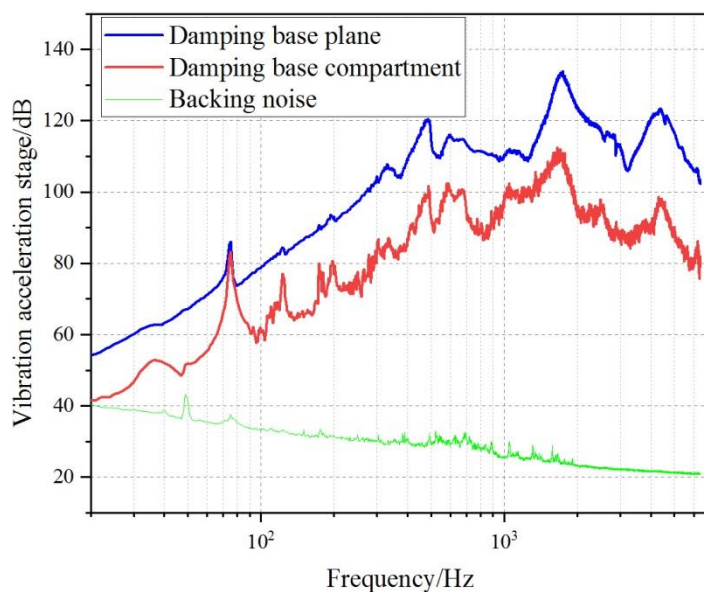


图 5.15 激振机激励阻尼基座的面板/舱段平均振级对比

Figure 5.15 Comparison of panel/cabin mean vibration levels for shaker excited damping pedestals

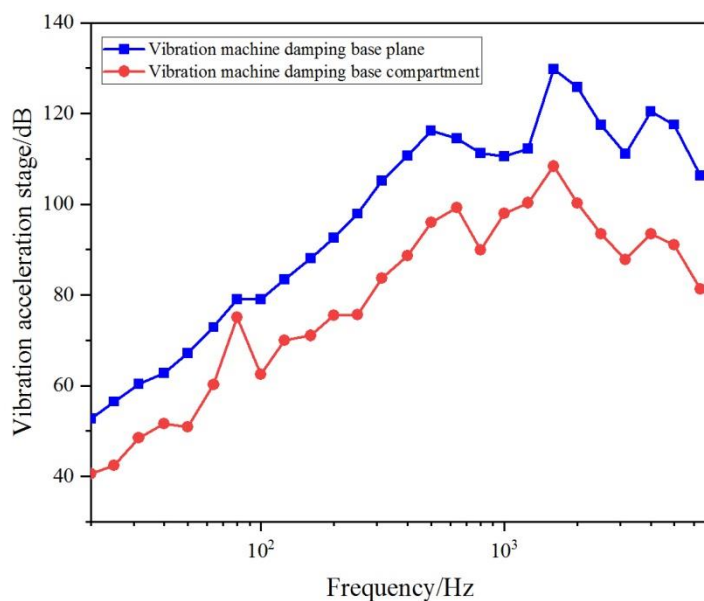


图 5.16 激振机激励阻尼基座的面板/舱段三分之一倍频程振级对比

Figure 5.16 Comparison of panel/cabin one-third octave vibration levels for a shaker excitation damping base

激振机激励阻尼基座测得的加速度振级如图 5.15 和 5.16 所示，图 5.15 中蓝色线区域表征的激励加速度振级分布高于基座隔振后的红色线区域，激振机激励阻尼基座时，面板和舱段上的加速度振级相差较大，在测试频段 20-10000 Hz 频段的隔振效果显著如图 5.16，隔振效果明显优于钢基座。

为了更加准确地表征基座的隔振性能，根据钢基座和阻尼基座各自所测得的加速度振级数据，按照公式 (5.1) 计算获得钢基座和阻尼基座的振级落差值，然后选取测试频段 20 -10000 Hz 内的 1/3 倍频程的振级落差列于表 5.5，共 28 个频率点。同时，为了更加直观地对比钢基座和阻尼基座的隔振性能，按照表 5.5 的数据点，绘出两种基座在相应的 1/3 倍频程的加速度振级落差点线图，如图 5.17 所示。

表 5.5 两种基座 1/3 倍频程加速度振级落差对照表

Table 5.5 Comparison table of 1/3 octave acceleration vibration level drop between two bases

频率/Hz	钢基座-振级 落差/dB	阻尼基座-振级 落差/dB	频率/Hz	钢基座-振级 落差/dB	阻尼基座-振 级落差/dB
20.0	-0.40	5.19	500.0	6.18	13.19
25.0	4.41	7.02	640.0	-0.94	8.33
31.5	3.12	4.92	800.0	-3.43	14.32
40.0	1.47	4.11	1000.0	-4.72	5.64
50.0	0.66	9.25	1250.0	-3.61	4.95
64.0	0.56	5.60	1600.0	0.54	14.37
80.0	-0.76	8.27	2000.0	3.96	18.51
100.0	1.46	9.58	2500.0	2.94	17.02
125.0	0.69	6.44	3150.0	8.41	16.39
160.0	3.30	10.07	4000.0	8.15	20.01
200.0	2.85	10.10	5000.0	2.74	19.53
250.0	4.35	15.26	6300.0	-2.88	15.85
315.0	5.31	14.48	8000.0	-6.63	10.96
400.0	5.75	15.06	10000.0	-10.39	22.57

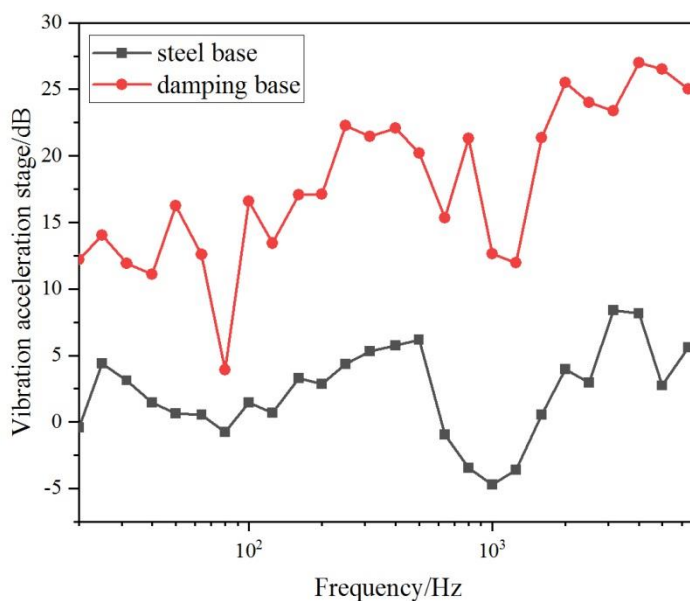


图 5.17 激振机激励钢基座和阻尼基座的振级落差对比

Figure 5.17 Comparison of vibration level drop between excitation steel base and damping base of shaker

表 5.6 两种基座的隔振性能对比

Table 5.6 Comparison of vibration isolation performance of the two bases

激励位置	振动总级/dB	振动总级落差/dB
钢基座-面板	119.08	3.59
钢基座-舱段	115.49	
阻尼基座-面板	125.49	14.53
阻尼基座-舱段	110.79	

从两种基座的 1/3 倍频程振级落差的表 5.5 和表 5.6 或对应点线图 5.17 中看到, 阻尼基座的隔振量在 20 Hz 以上频段的各个频点上都大于钢基座。钢基座在较多的频点处存在隔振量为零, 表明钢基座在此处没有隔振性能, 阻尼基座却一直具有隔振性能。从振动总级落差表 5.6 分析可知, 钢基座的总级落差为 3.59 dB, 阻尼基座的总级落差为 14.53 dB, 阻尼基座的隔振性能显著优于钢基座, 充分验证了轻质高强度声子玻璃阻尼基座的宽频隔振性能。比较阻尼基座和钢基座的整体结构形式是相同的, 不同之处主要是在肋板的材料选取上, 阻尼基座选用了声子玻璃作为肋板的构成材料, 达到了宽频隔振效果, 说明了基座在隔振上肋板起到了关键作用, 可见本文对阻尼基座设计的有效性。

## 5.6 小结

本章运用声子玻璃设计了一种底部为弧形的轻质阻尼基座, 隔振测试结果表明基座在 20 -10000 Hz 频率范围的振动落差总级可达水泵激励下的 12.93 dB, 激振机激励下的 14.53 dB, 水泵和激振机激励钢制基座的总级落差为 2.29dB 和 3.59 dB, 同时阻尼基座承重不低于 500kg, 具备高强度阻尼的隔振特性, 初步克服了强度与阻尼这一对矛盾的力学特性。总结本研究工作, 阻尼基座隔振性能得益于两方面:

(1) 声子玻璃材料将高强度和高阻尼性能结合在一起, 并由局域共振子和多界面摩擦实现宽频隔振;

(2) 阻尼基座的强度由面板和肋板共同承担, 基座的隔振性能则主要依赖肋板。

因此, 选择具有高强度高阻尼的材料用于肋板, 同时选择高强度的材料如金属材料钢用于面板是一种提高基座隔振性能的设计方案, 满足强度的同时能够有效降低机械振动传递, 有望用于舰船设备基座的隔振, 并且可推广到车辆、航空、

航天、精密仪器等设备的隔振研究与应用中。



## 第 6 章 声学拓扑谷态传输研究

### 6.1 引言

Dirac 锥的研究极大地促进了拓扑声学态和拓扑绝缘体的发展。然而，值得注意的是，当整个声子晶体结构确定后，狄拉克锥的频率便已固定，其频率就很难再改变。而且目前产生的狄拉克锥大都是基于布拉格散射机制产生的，晶格常数与声波波长大小相当，这使得对于低频声波需要采用较大的晶格尺寸，在实际应用中十分受限。因此，如何建立一个新的系统来实现可调谐狄拉克锥和亚波长狄拉克锥是非常重要的。为了解决以上的问题，本章基于 matryoshka 结构通过引入额外的自由度，实现了对狄拉克锥调谐的功能。然后基于局域共振机制，引入了亚波长结构单元，实现了亚波长尺度下的拓扑相变和边界态。

本章第二节提出了一种具有 matryoshka 结构的二维声学超材料，设计了内外两层散射体，引入一个额外的自由度以实现调谐的功能。matryoshka 结构由同心圆散射单元组成，由于局域共振效应，该结构在能带上具有多个带隙<sup>[231]</sup>。当把这些同心圆散射单元排列在六边形蜂窝状晶格中时，由于具有较高的对称性，在色散曲线上存在 Dirac 点。通过旋转外层散射体打破镜面对称性，使狄拉克锥分裂，并在带谷处出现拓扑自旋态。由于旋转角度的变化，系统发生拓扑相变，在边界处产生螺旋边缘态。旋转内层散射体，由于内层结构与外层结构之间的耦合发生变化，狄拉克锥位置也随之发生变化，从而实现可调谐的功能。

本章第三节基于局域共振机制提出了一种具有类石墨烯结构的谐振腔型结构单元，实现了晶格常数为波长的 0.2829 倍的亚波长晶格尺寸。并通过调整相邻单元的声腔直径大小来改变单元的局域共振频率，来打破空间反演对称性，从而使得 Dirac 锥分裂为两个拓扑自旋态。而且增大和减小相邻声腔的大小可以产生拓扑相变。此外，还验证了两类界面（锯齿形和扶手椅型）的拓扑谷边界态，发现无带隙的拓扑谷边缘态只出现在锯齿形界面，而有带隙的边缘态出现在扶手椅型界面。同时结合两类拓扑边界，设计了一个 Z 型波导路径，采用带隙频率声波入射，声波仅能在锯齿形界面传播，在扶手椅型界面处终止了传播，验证了之前对带隙结构的分析。

本章第四节基于阿基米德螺线结构，构造了一个亚波长结构单元，整个单元

可以等效为一个具有六个开口的环形谐振腔，从而引入局域共振效应，使得整个结构的共振频率降低，在能带上能产生亚波长狄拉克锥。通过改变螺线的几何结构参数，可以有效的改变谐振腔的形状，从而使得共振频率发生变化，由此造成能带劈裂，产生拓扑相变并在边界处实现无反射的单向传输，实现对低频声波的有效调控。

## 6.2 基于 matryoshka 结构的可调谐 Dirac 锥声拓扑绝缘体

### 6.2.1 单层 matryoshka 结构

单层 matryoshka 结构如图 6.1 (a) 所示，整个结构为一个具有三个方向开口的圆柱体，相邻开口间夹角为  $120^\circ$ ，可以看作一个具有三颈的亥姆霍兹谐振器，然后排列在正六边形晶格中。开口圆柱内半径为  $r=6\text{mm}$ ，外半径为  $R=8\text{mm}$ ，槽口宽度为  $W=0.4\text{mm}$ ，槽口中心线与垂直方向的夹角为  $\alpha$  ( $0 \leq \alpha \leq \pi/3$ )，晶格常数为  $a=12\text{mm}$ 。图 6.1 (a) 中其白色部分为金属钢，在计算过程中被视为刚体，其他部分则对应空气域。有限元计算的材料参数分别为：空气密度  $\rho=1.25\text{kg/m}^3$ ，声速  $c=343\text{m/s}$ ；钢结构密度  $\rho_0=7800\text{kg/m}^3$ ，声速  $c_0=5100\text{m/s}$ 。由于空气和钢结构的声阻抗差异较大，忽略了钢的剪切变形。

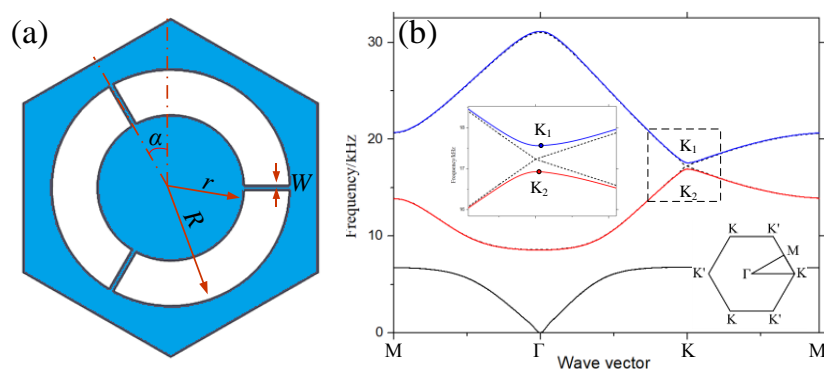


图 6.1 单层 matryoshka 结构与其能带结构：(a) 单层 matryoshka 结构布局；(b) 计算的能带结构

Figure 6.1 Single-layer Matryoshka structure and its band structure: (a) Single-layer Matryoshka structure layout; (b) the calculated band structure

图 6.1 (b) 实线表示  $\alpha=\pi/9$  结构的色散关系，虚线表示  $\alpha=\pi/6$  结构的色散关系。插入的小图显示了狄拉克锥附近能带结构的细节，当  $\alpha=\pi/6$  时，整个结构具有与正六边形晶格一致的  $C_{3v}$  对称性，即三重旋转对称性和三个镜面对称性。当

开口圆柱旋转一定角度时，即  $\alpha$  不等于  $\pi/6$ ，整个结构的对称性降低到  $C_3$ ，只有三重旋转对称性。具有  $\alpha=\pi/6$ （虚线）和  $\alpha=\pi/9$ （实线）的单层 matryoshka 结构的能带结构如图 6.1 (b) 所示。对于  $\alpha=\pi/6$  的单层 matryoshka 结构，由于受到镜面对称性的保护，在第一布里渊区的非等价角点  $K$  ( $K'$ ) 处出现了 Dirac 锥 (16.924kHz)。对于  $\alpha=\pi/9$ ，由于开口圆柱结构和六边形晶格之间的对称性失配， $K$  ( $K'$ ) 点的狄拉克锥分裂并在能带结构中形成一对频率极值，如图 6.1 (b) 所示。这两个频率极值分别用谷态  $K_1$  (16.924kHz) 和  $K_2$  (17.563kHz) 表示，中间产生一条带隙。

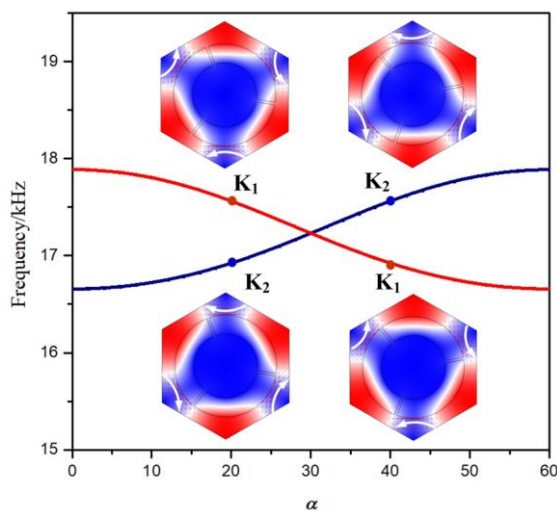


图 6.2 具有不同旋转角  $\alpha$  的声学系统的带边频率

Figure 6.2 Edge frequency of an acoustic system with different rotation angles  $\alpha$

图 6.2 图中分别展示了  $\alpha=\pi/9$  和  $\alpha=2\pi/9$  时谷态  $K_1$  和  $K_2$  的绝对声压分布，显示了两个频率极值点随角度  $\alpha$  变化的曲线，其中蓝线表示谷态  $K_2$ ，红线表示谷态  $K_1$ 。当旋转角  $\alpha$  由 0 变为  $\pi/3$  的过程中，Dirac 锥经历了从打开到闭合到再打开的过程。从图 6.2 可以看出，当  $\alpha=\pi/6$  时，带隙闭合，当  $\alpha=0$  或  $\pi/3$  时，带隙打开且为最宽。图 6.2 中的彩色插图给出了  $\alpha=\pi/9$  和  $\alpha=2\pi/9$  时谷态  $K_1$  和  $K_2$  处的绝对声压分布。当旋转角  $\alpha=\pi/9$  时，由于整个结构失去镜像对称性，狄拉克锥分裂形成两个谷态  $K_1$  和  $K_2$ 。从压力分布图可以看出，两个谷态在六角晶胞角点处有着相反的旋涡方向：带隙上边缘的谷态  $K_1$  具有一个顺时针的手性旋涡，带隙下边缘的谷态  $K_2$  具有一个逆时针的手性旋涡。当旋转角  $\alpha=2\pi/9$  时，两个拓扑谷态在禁带边缘交换位置。在带隙的上边缘，谷态被  $K_2$  占据，具有逆时针方向的

手性涡旋，带隙的下边缘为谷态  $K_1$ ，具有顺时针方向的手性涡旋。当旋转角  $\alpha$  超过  $\pi/6$  时，整个能带结构发生反转，反转过程产生了拓扑自旋态和拓扑相变，这预示着在沿着两个具有关于  $\pi/6$  对称的旋转角的六边形晶格间的界面处将产生单向传输的边缘态。

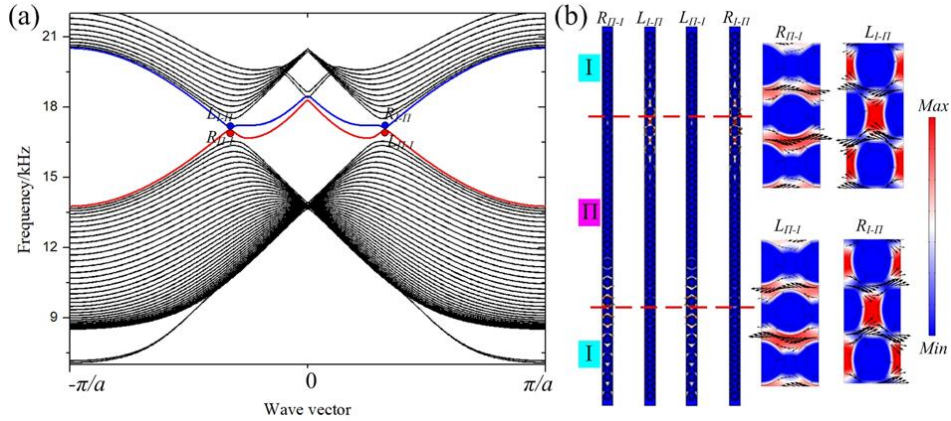


图 6.3 色散曲线与本征压力分布：(a) I - II - I 型超晶格结构的界面色散（暗线），其中灰线对应于体态，而彩色线对应于边缘态；(b) 用  $L_{I-II}$ 、 $R_{I-II}$ 、 $L_{II-I}$ 、 $R_{II-I}$  标记的四个本征态的压力分布

Figure 6.3 dispersion curve and intrinsic pressure distribution: (a) I - II - I type superlattice interface dispersion (dark lines), the grey line corresponds to the posture, and the color line corresponding to the edge of; (b) using the  $L_{I-II}$ 、 $R_{I-II}$ 、 $L_{II-I}$ 、 $R_{II-I}$  tag eigen states of four pressure distribution

为了验证边缘态的存在，构建了一个超晶格，如图 6.3 所示。超晶格由三部分组成：I-II-I。第一部分的单元旋转角度  $\alpha=\pi/9$ ，第二部分的单元旋转角度  $\alpha=2\pi/9$ 。在这种超晶格结构中，存在两种类型的界面 I-II 和 II-I。在计算过程中，在超晶格的左右边界处采用了周期性边界条件。同时，在结构的上、下边缘选择完美匹配层 (PML) 来表示空气的无限域。整个超晶格的能带结构和特定频率下的压力分布如图 6.3 所示。图 6.3 (a) 中的红线和蓝线表示界面色散曲线，黑线对应于体态。边缘态的四个本征态的压力分布（图 6.3 (a) 中标记）如图 6.3 (b) 所示，表明了在不同单元之间的界面处边缘态呈单向传输。将超晶格系统中的边缘态分别标记为  $L_{I-II}$ 、 $R_{I-II}$ 、 $L_{II-I}$ 、 $R_{II-I}$ ，其中 L 和 R 代表两个相反的传播方向，I-II 和 II-I 代表两种界面。例如， $R_{I-II}$  态的声波在 I-II 界面仅向右传播。值得注意的是，与电子系统谷赭自旋类似，边缘态为螺旋边缘模式<sup>[232]</sup>。结果表明，由于界面两侧拓扑自旋态相反，产生螺旋边缘态，使得声波能够沿着拓扑界面单向无损地传播，且不受外部缺陷和微扰的影响。

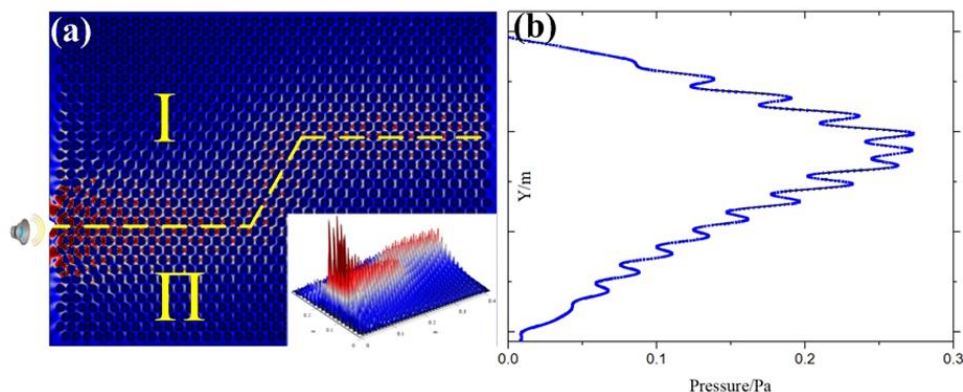


图 6.4 压力分布图: (a) 17300 Hz 时 Z 型弯曲通道的压力分布, 右下角插图展示了声压的高度图; (b) 右边界沿 y 轴的压力分布图

Figure 6.4 Pressure distribution: (a) Pressure distribution of Z-type bending channel at 17300 Hz. The lower right illustration shows the height chart of sound pressure; (b) Pressure distribution diagram of the right boundary along the Y-axis

此外, 还设计了一个 Z 型弯曲通道, 如图 6.4 (a) 所示, 第 I 部分为旋转角度  $\alpha=\pi/9$  的单元组成, 第 II 部分为旋转角度  $\alpha=2\pi/9$  的单元组成, 两部分之间形成 Z 型通道界面, 从而检验边缘态传输的鲁棒性。将频率为 17300 Hz 的点源施加在两部分界面的左端, 整个压力分布如图 6.4 (a) 所示。图 6.4 (b) 显示了右边界处沿 y 轴的压力分布, 表明出口端的透射波集中在两部分之间的拓扑界面处。尽管在传输中遇到了两个尖角, 声波还是沿着曲折的路径平稳地传播。声压的高度图 (如图 6.4 (a) 插图) 表明, 整个声波传输效率很高, 对弯折的传输路径引起的强背散射具有良好的抗扰性。由此我们观察到, 通过旋转散射单元可以构造任意的拓扑界面, 从而实现声波沿任意路径的有效传输。

### 6.2.2 双层 matryoshka 结构

基于单层 matryoshka 结构, 通过旋转散射单元设计了拓扑自旋态和拓扑绝缘体, 设计了双层 matryoshka 结构以获得可调谐的 Dirac 锥。如图 6.5 (a) 所示, 双层 matryoshka 结构有两层开口圆柱。整个几何结构的晶格常数  $a=12$  mm、外层圆柱内半径  $r_1=3$  mm、外半径  $r_1=4$  mm, 内层圆柱内半径  $r_2=1.5$  mm、外半径  $r_2=2.5$  mm 以及开口宽度  $W=0.8$  mm。外层和内层的转角分别用  $\alpha$  ( $0\leq\alpha\leq\pi/3$ ) 和  $\beta$  ( $0\leq\alpha\leq\pi/3$ ) 与垂直方向的夹角来表征。具有  $\alpha=\pi/6$ ,  $\beta=\pi/9$  (虚线) 和  $\alpha=\pi/9$ ,  $\beta=\pi/9$  (实线) 的双层 matryoshka 结构的能带结构如图 6.5 (b) 所示。与  $\alpha=\pi/6$  的单层结构相似, 双层 matryoshka 结构在 15.306kHz 处也表现出 Dirac 锥, 当外层旋转

时， $K$  ( $K'$ ) 点的 Dirac 锥分裂并形成一对拓扑自旋态。尽管内部结构的对称性与六边形晶格不匹配，但狄拉克锥仍然存在。

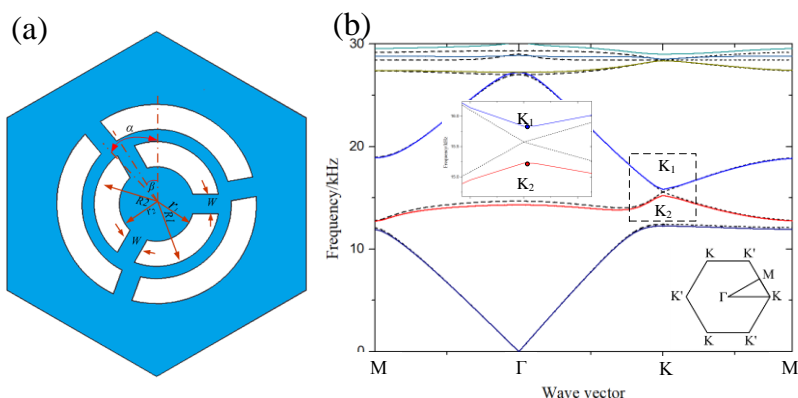


图 6.5 双层 matryoshka 结构及其能带结构: (a) 双层 matryoshka 结构布局; (b) 双层 matryoshka 能带结构

Figure 6.5 Two-layer Matryoshka structure and its energy band structure : (a) Two-layer Matryoshka structure layout; (b) Two-layer Matryoshka band structure

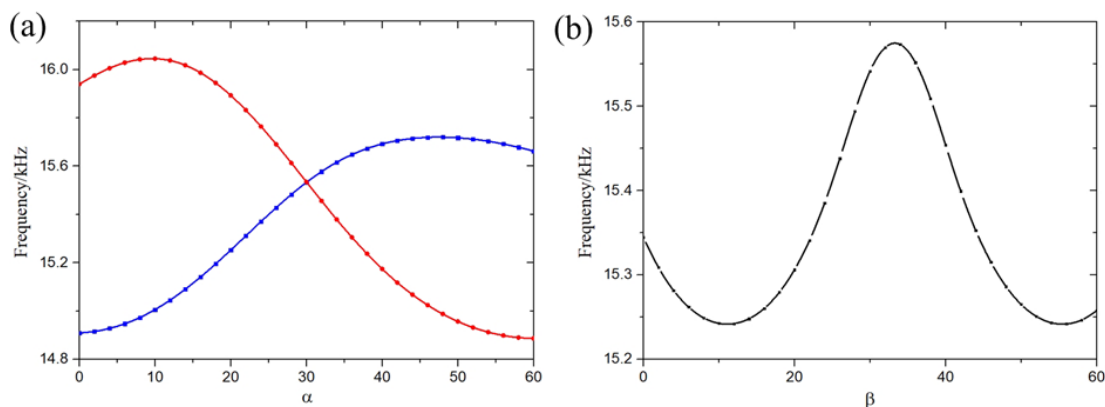


图 6.6 角度对拓扑态频率的影响: (a) 两种拓扑自旋态的频率随  $\alpha$  角的变化; (b) 不同  $\beta$  角的双层 matryoshka 结构的 Dirac 锥对应的频率

Figure 6.6 The effect of Angle on the frequency of topological states : (a) The variation of the frequency of two topological spin states with Angle  $\alpha$ ; (b) The frequencies corresponding to the Dirac cones of the double Matryoshka structures with different  $\beta$  angles

图 6.6 实线表示  $\alpha=\pi/9$ ,  $\beta=\pi/9$  结构的色散曲线, 虚线表示  $\alpha=\pi/6$ ,  $\beta=\pi/9$  结构的色散曲线, 插入的小图显示了狄拉克锥附近能带结构的细节, 图 6.6 (a) 显示了两个拓扑自旋态的频率随  $\alpha$  角变化的曲线。与单层结构相比, 当  $\alpha$  角从 0 到  $\pi/3$  变化时, 带隙结构也由打开变为闭合, 再由闭合变为打开, 唯一的区别是由于内外结构镜像对称性失配, 双层结构的色散曲线在狄拉克点两侧是不对称的。图 6.6 (b) 给出了不同  $\beta$  角的狄拉克锥对应的频率。旋转内层得到了可调谐的狄

拉克锥。所有结果表明，狄拉克锥只依赖于外部结构的镜像对称性。因此，无论内部结构如何旋转，当外部结构的对称性与六边形晶格相匹配时，带隙将闭合并形成 Dirac 锥；当外部对称性与六边形晶格不匹配时，带隙将打开。此外，Dirac 锥的频率位置会受到  $\beta$  角的影响，并且可以通过旋转内部结构来调节。当旋转内部结构时，由于内部结构和外部结构之间耦合的变化，狄拉克锥的位置将被调整。结果表明，对于双层 matryoshka 结构，旋转操作不仅可以通过降低对称性来实现 Dirac 锥的简并，还可以通过改变微结构来实现可调谐 Dirac 锥。通过优化分裂宽度和层间距等结构参数，可以拓宽可调谐频率范围。如果把内部结构和外部结构都做成运动部件，整个系统具有很强的实用性。

### 6.3 类石墨烯结构的亚波长谐振腔声拓扑绝缘体

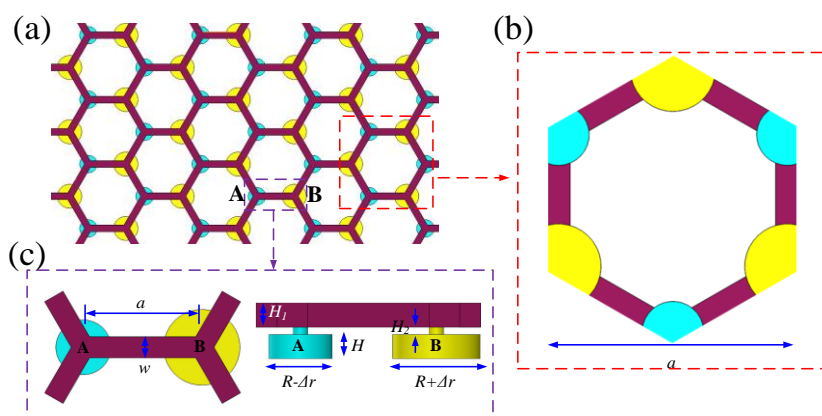


图 6.7 类石墨烯声学结构示意图：(a) 亥姆霍兹谐振器系统结构 (b) 亥姆霍兹谐振器结构单元 (c) 细节放大图

Figure 6.7 Diagram of Graphene-like acoustic structure: (a) Helmholtz resonator system structure (b) Helmholtz resonator structural unit cell (c) Detail enlargement

图 6.7 显示了以类石墨烯晶格结构排列的亥姆霍兹谐振器系统。相邻的两个晶格节点 A 和 B 分别具有不同的声腔直径  $R-\Delta R$  和  $R+\Delta R$ ，高度为  $H$ 。声通道直径为  $r$ ，高度为  $H_2$ ，波导宽度为  $W$ ，高度为  $H_1$ 。当 A 和 B 的直径相等时，整个结构具有  $C_{3v}$  点群结构，即三重镜像对称性和三重旋转对称性。当 A 和 B 的直径不相等时，整个结构的镜像对称性被破坏，系统由  $C_{3v}$  对称性降低为  $C_3$  对称性，即只有三重旋转对称性。利用有限元软件 COMSOL 计算 Helmholtz 超材料的能带结构，通过在六边形晶格的对面应用 Bloch 边界条件，可以将计算模型简化为一个单元，如图 6.7 (b) 所示。通过沿着最简布里渊区边界  $M-\Gamma-K-M$

扫描波矢量得到整个能带结构。计算中仅考虑空气域，密度  $\rho=1.25\text{kg/m}^3$ ，声速  $c=343\text{m/s}$ ，超材料的几何参数为：声腔晶格常数  $a=30\text{mm}$ ， $R=6.25\text{mm}$ ， $H=2\text{mm}$ ，颈口端  $R=1\text{mm}$ ， $H_2=1\text{mm}$ ，对于波导  $H_1=3\text{mm}$ ， $w=6\text{mm}$ 。

亥姆霍兹共振声学超材料可以有效地降低能带结构频率，实现对声波的亚波长控制<sup>[233]</sup>。根据亥姆霍兹谐振器的设计理论，将亥姆霍兹谐振器的短颈和声腔分别等效为声质量（类似于电路中的电感）和声容（类似于电路中的电容）。在外部激励下，亥姆霍兹谐振器短颈处的空气垂直振荡，将声波辐射到周围介质中。共振频率为：

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \quad (6.1)$$

该频率远小于声波波长对应的频率。由上式可知，可以通过调节  $L$ 、 $C$  来改变谐振频率， $L$ 、 $C$  与结构的几何参数相关，因此可以间接地通过改变结构几何参数来实现对谐振频率的调节。这种方法可以很好地设计亚波长拓扑声学系统。

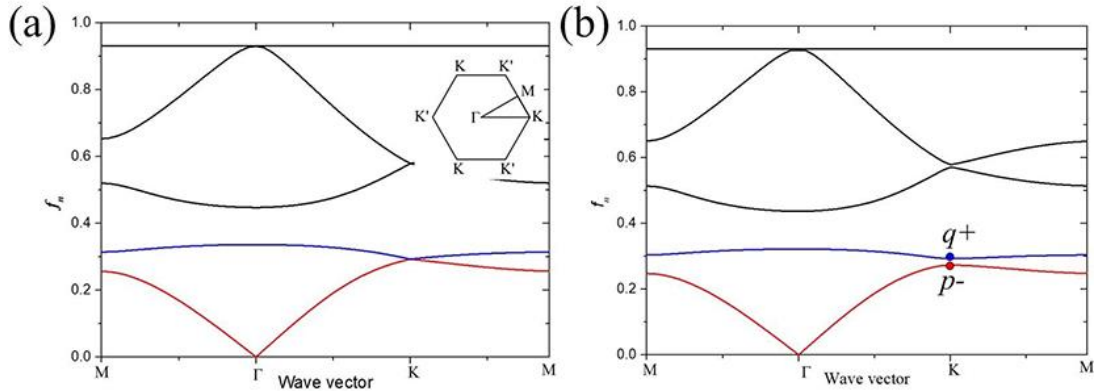


图 6.8 亥姆霍兹声学超材料的带隙结构和狄拉克点: (a)  $\Delta r=0 \text{ mm}$  和 (b)  $\Delta r=0.25 \text{ mm}$   
 Figure 6.8 helmholtz acoustic band gap structure of metamaterials and Dirac point  $\Delta r = 0 \text{ mm}$ : (a) and (b)  $\Delta r = 0.25 \text{ mm}$

图 6.8 (a) 和 (b) 分别为  $\Delta r=0 \text{ mm}$  和  $\Delta r=0.25 \text{ mm}$  的亥姆霍兹声学超材料结构的色散曲线。 $\Delta r=0\text{mm}$  时，在布里渊区的高对称  $K$  点处形成一个亚波长狄拉克锥，其归一化频率  $\omega_a/2\pi c$  为 0.2829 ( $\omega/2\pi$  表示狄拉克锥的实际物理频率为 3205.7Hz,  $a$  为晶格常数 30mm,  $c$  为声在空气中传播的速度, 343m/s)。当 Helmholtz 声学超材料中相邻单元尺寸相同时，整个系统满足  $C_{3v}$  对称。

当  $\Delta r=0.25\text{mm}$  时，由于相邻晶格点处谐振器单元尺寸不相同，整个系统的镜像对称性被破坏，使对称性降低到  $C_3$ 。同时， $K$  点处的亚波长 Dirac 锥分裂，



产生了一条完整的带隙，归一化频率为  $0.2732 \sim 0.2930$ （实际频率为  $3097 \sim 3320.1\text{Hz}$ ）。在 K 点，由于简并度的降低，分裂成一对  $q^+$  ( $3097\text{Hz}$ ) 和  $p^-$  ( $3320.1\text{Hz}$ ) 频率点。此外，对于 Helmholtz 声学超材料结构，由于 Bragg 散射的效应，在  $\omega_a/2\pi c=0.5$  处也形成了 Dirac 锥，相对应的频率更高。

### 6.3.1 亚波长声谷涡旋

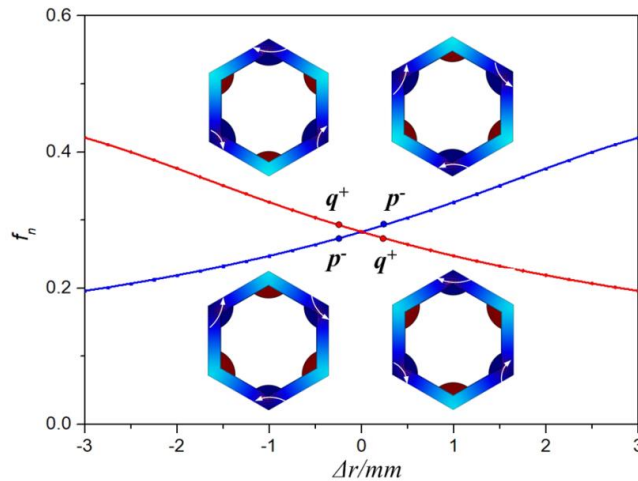


图 6.9 具有不同  $\Delta r$  的声学系统的带边频率,彩色插图显示了在  $\Delta r=-0.25$  和  $\Delta r=0.25$  的谷态  $q^+$  和  $p^-$  的绝对声压分布

Figure 6.9 acoustic system with different  $\Delta r$  with frequency and colour illustrations shows  $\Delta r = 0.25$  and  $\Delta r = 0.25$  valley state  $q^+$  and  $p^-$  absolute sound pressure distribution

图 6.9 显示了布里渊区 K 点处  $q^+$ 、 $p^-$  频率随  $\Delta r$  的变化。随着  $\Delta r$  绝对值的增大，相邻晶格间的局域共振频率相差较大，导致亚波长带隙逐渐增大。当  $\Delta r=0$  时，由于 K 点的对称性提高，亚波长带隙闭合， $q^+$  和  $p^-$  形成简并态。当  $\Delta r$  从  $-3$  到  $3\text{ mm}$  变化时，亚波长狄拉克锥附近的带隙经历了打开、关闭，再重新打开的过程。图 6.9 中的插图显示了  $\Delta r=-0.25\text{ mm}$  和  $\Delta r=0.25\text{ mm}$  的  $q^+$ 、 $p^-$  频率下的绝对声压分布。谷态  $q^+$  和  $p^-$  具有相反的涡旋方向（在六边形晶格的格点处）。当  $\Delta r=-0.25\text{ mm}$  时，带隙上截止频率处的  $q^+$  具有顺时针手性，而带隙下截止频率处的  $p^-$  具有逆时针手性。当  $\Delta r=0.25\text{ mm}$  时，能带反转，谷态  $q^+$  和  $p^-$  交换自旋态，即  $q^+$  位于带隙的下截止频率， $p^-$  位于带隙的上截止频率。Helmholtz 声学超材料的能带结构随着相邻晶格声腔直径的变化而发生反转，从而产生亚波长拓扑相变和自旋态。表明在沿着  $\Delta r$  相反的两个六边形晶格之间的界面存在边缘态传播。

### 6.3.2 亚波长拓扑谷边界态

为了证明界面上存在亚波长拓扑边缘态，我们建立了两种类型的超晶格： $\Delta r = -0.25 \text{ mm}$  的 N 型晶格； $\Delta r = 0.25 \text{ mm}$  的 M 型晶格，这两种超晶格包含 6 个晶格单元。在类石墨烯结构中，通常存在两种 N-M 界面：一种是锯齿型如图 6.10 (a) 所示，另一种是扶手椅型如图 6.10 (b) 所示。这两种类型界面的带隙结构和边缘态声压分布如图 6.11、图 6.12 所示。

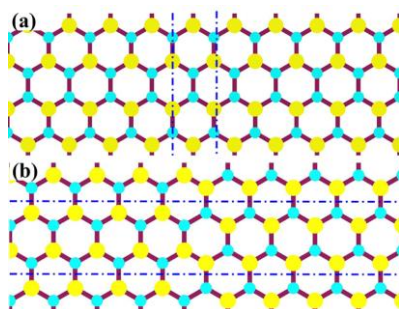


图 6.10 两种类型的界面：(a) 锯齿形界面；(b) 扶手椅形界面

Figure 6.10 Two types of interfaces: (a) sawtooth interface; (b) Armchair interface

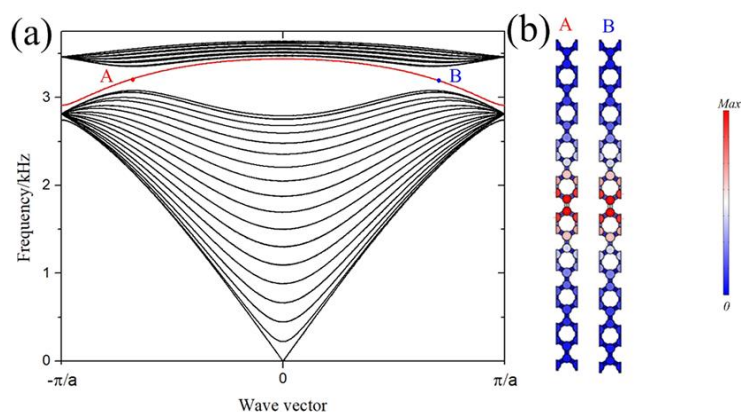


图 6.11 (a) 锯齿型界面的带隙结构；(b) 谷态 A 和 B 的声压分布

Figure 6.11 (a) Band-gap structure of sawtooth interface; (b) Sound pressure distribution of valley A and B

图 6.11 (a) 显示了锯齿型界面的带隙结构，其中红色曲线代表边缘态的色散曲线，黑色曲线代表体态的色散曲线。在带隙频率处，声波不能在体态传播，而在界面处由于拓扑相变产生无带隙的边缘态。图 6.11 (b) 显示了谷态 K 和 K' 的声压分布。由于 Chern 数在谷态 B ( $k=2a/3\pi$ ) 处从 N 到 M 变化为 +1，因此声波的边缘态在该位置向右传播，而在谷态 A ( $k=-2a/3\pi$ ) 处 Chern 数的变化为 -1，因此声波的边缘态向相反方向传播。谷态的赝自旋具有固定的传播方向。这表明每个谷态只对应于一个传播方向。

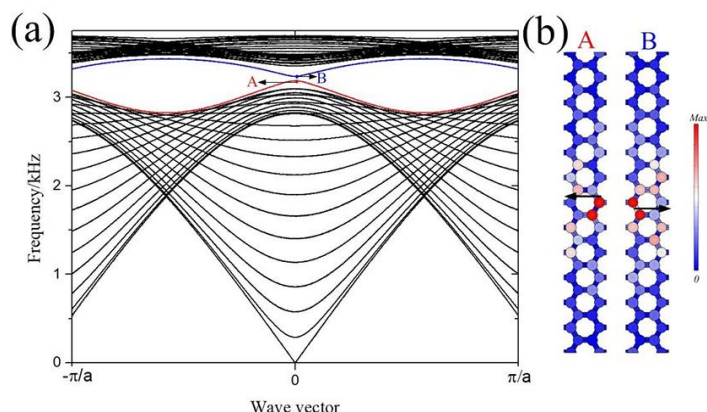


图 6.12 (a) 扶手椅型界面的带隙结构; (b) 谷态 A 和 B 的声压分布

Figure 6.12 (a) Band-gap structure of armchair interface; (b) Sound pressure distribution of valley A and B

图 6.12 (a) 显示了扶手椅型界面的带隙结构, 其中红色和蓝色曲线代表边缘态的色散曲线, 黑色曲线代表体态的色散曲线。波矢  $k=0$  处的谷态, 在体态带隙间存在着两种边缘态, 且二者间之间存在一段较小的带隙(3189.1-3238.3Hz)。对于这种界面, K 和 K' 谷态都出现在  $k=0$  处, 且在带隙的上、下截止频率处存在两个边缘态。声压分布如图 6.12 (b) 所示; 两个边缘态以相反的方向传播, 且位于边缘态间带隙频率的声波不能传输。

### 6.3.3 亚波长拓扑谷自旋传输的鲁棒分析

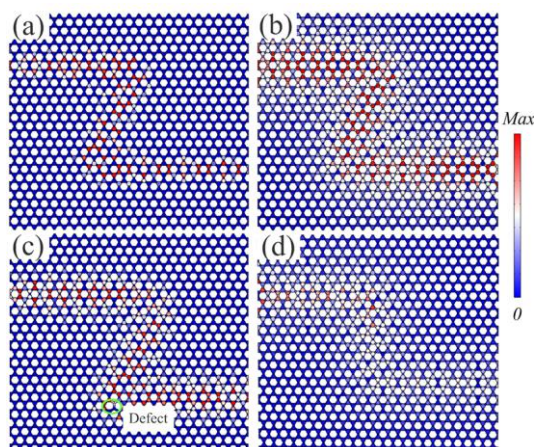


图 6.13 (a) 3200Hz 和 (b) 3260Hz 的 Z 形波导压力分布, (c) 3260Hz 的具有缺陷的 Z 形波导压力分布, (d) 在 3200Hz 的矩形波导压力分布

Figure 6.13 (a) Z-waveguide pressure distribution at 3200Hz and (b) 3260Hz, (c) Z-waveguide pressure distribution with defects at 3260Hz, and (d) rectangular waveguide pressure distribution at 3200Hz

如图 6.13 (a)、(b) 所示, 建立了一个 Z 形波导路径, 由  $25 \times 24$  个晶格单位组成, 以研究亚波长拓扑谷自旋传输, Z 形波导界面均为锯齿型界面。在界面左侧边界处施加 3200Hz 和 3260Hz 的平面波, 压力分布表明, 尽管 Z 形波导存在两个尖角, 但并不影响声波在锯齿形路径中的平稳传播。此外, 声波传输也不受传输路径弯曲引起的强背散射的影响。接下来, 在 Z 形波导中人为地制造缺陷, 如图 6.13 (c) 所示, 研究缺陷对边缘态传输的影响, 压力分布图显示沿着拓扑界面的传输的声波并不受缺陷的影响。最后, 建立了矩形波导以研究沿锯齿型 (即水平界面) 和扶手椅型 (即垂直界面) 界面的边缘态传输, 如图 6.13 (d) 所示。频率为 3200Hz 的平面波能在一开始的水平界面稳定的向前传输, 但在到达垂直界面后停止了传输, 这是由于该频率的声波刚好位于扶手椅型界面边缘态的带隙间, 不能通过扶手椅型边界 (垂直界面), 而该频率在锯齿形界面 (水平界面) 的边缘态频率范围内, 所以声波在到达垂直界面后终止了传播。这一结果与之前对带隙结构的分析一致。

#### 6.4 阿基米德螺线结构

首先从阿基米德螺线出发, 如图 6.14 (a) 所示, 为阿基米德螺线, 螺线方程为:

$$r(s) = R - (R - r)s, \quad \phi(s) = 2\pi ns, s \in [0, 1] \quad (6.2)$$

其中  $R$  为阿基米德螺线的外半径  $R=1.2\text{cm}$ ,  $r$  为阿基米德螺线的内半径大小  $0.8\text{cm}$ ,  $n$  为螺线旋转的圈数, 螺线宽度为  $w=1\text{mm}$ 。

选择阿基米德螺线其中的一段  $n=0.3$  截取出来, 绕着圆心逆时针旋转, 每间隔  $60^\circ$  获得与其相同的一段螺线, 然后将这些螺线组合在一起, 就构造成螺旋形的声子晶体单元, 其单元结构如图 6.14 (b) 所示。然后将单元按六边形蜂窝状晶格进行排列, 选取菱形晶格作为该结构的晶格基元, 其晶格常数为  $a=5\text{cm}$ , 整个结构具有  $C_{3v}$  对称结构, 即三重旋转对称性和三重镜像对称性。

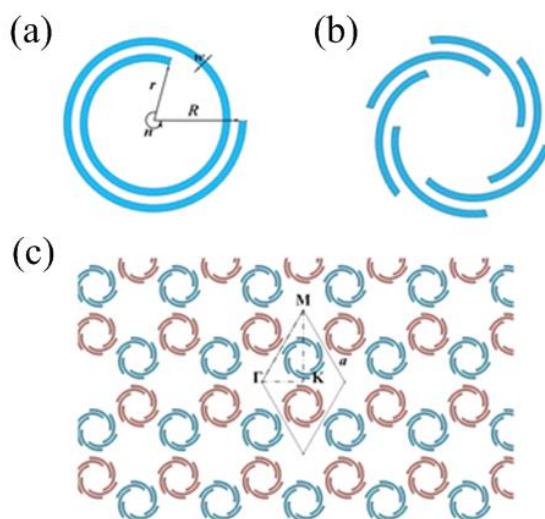


图 6.14 (a) 阿基米德螺线; (b) 螺旋形声子晶体结构单元; (c) 呈六边形蜂窝状分布的螺旋形声子晶体

Figure 6.14 (a) Archimedes helix; (b) helical sonosubystal structural unit; (c) helical sonosubystal with hexagonal honeycomb distribution

采用 COMSOL 有限元软件计算该螺旋形声子晶体的能带结构, 螺旋形结构材料设为钢, 其参数为  $\rho=7800\text{kg/m}^3$ ,  $v=5100\text{m/s}$ , 空气域参数设置为  $\rho=1.25\text{kg/m}^3$ ,  $c=343\text{m/s}$ , 由于空气与钢之间阻抗失配较大, 计算时将螺线设置为声硬边界条件, 其他区域为空气域。

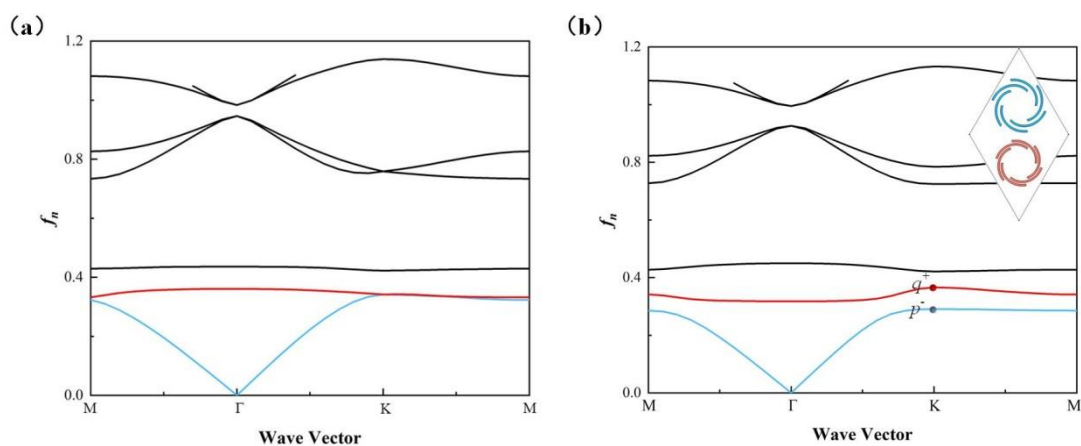


图 6.15 (a)  $t=0\text{cm}$  时的能带结构; (b)  $t=0.1\text{cm}$  时的能带结构, 插图为  $t=0.1$  的晶格单元  
Figure 6.15 (a) Energy band structure at  $t=0\text{cm}$ ; (b) band structure at  $t=0.1\text{cm}$ , illustrated as a lattice cell at  $t=0.1$

同时为了简化计算模型, 在菱形晶格的对边上应用 Floquet- Bloch 边界条件, 使得仅需对一个晶格单元进行计算既可。沿着第一布里渊区的边界  $M-\Gamma-K-M$  扫

描波矢量得到整个声子晶体的能带结构，如图 6.15 (a) 所示，在布里渊区的 K 点处，形成了一个亚波长狄拉克锥，其归一化频率  $f_n$  为 0.341849 ( $f_n = f a/c$ ,  $c$  为空气中的声速，343m/s)。由于螺旋形晶格单元可以等效为具有六个开口的环形谐振腔，因此引入了局域共振效应，使得能带频率有效的降低，从而形成亚波长狄拉克锥。

接下来，改变单元的结构参数，选择对螺线的外半径  $R$  大小进行调整，将菱形晶格的上部分单元的螺线外半径增大  $t$  ( $t=0.1\text{cm}$ )，菱形晶格的下部分的单元的螺线外半径减小  $t$ ，如图 6.15 (b) 插图所示，晶格上下部分不再对称，整个晶体结构的对称性降低为  $C_3$  对称性，即仅有三重旋转对称性。然后再对整个结构的布里渊区边界  $M-\Gamma-K-M$  扫描波矢量，计算改变结构参数后的能带结构，计算结果如图 6.15 (b) 所示。可以发现，当改变结构的几何参数后，由于菱形晶格上下部分的环形谐振腔形状发生改变，导致两者的共振频率产生差异，K 点处狄拉克锥发生分裂，产生  $q^+$  (0.29111) 和  $p^-$  (0.366142) 两个频率，两者间形成一条完整的带隙，其归一化频率为 0.29111—0.366142。

#### 6.4.1 亚波长声谷涡旋

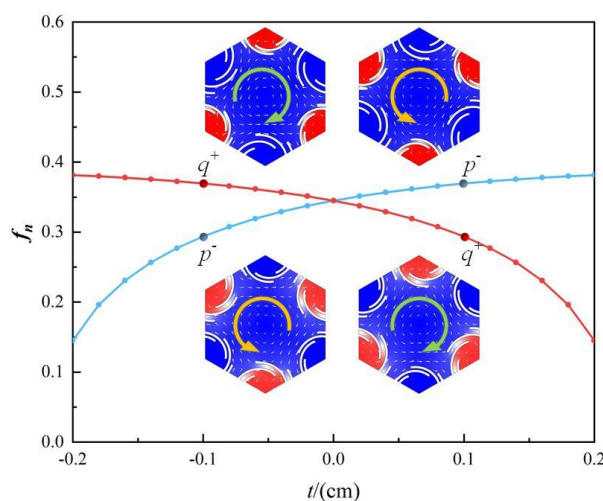


图 6.16 布里渊区 K 点  $q^+$ 、 $p^-$  态频率随  $t$  的变化

Figure 6.16 Variation of  $q^+$  and  $p^-$  state frequencies with  $t$  in the Brillouin region at K point

图 6.16 显示了布里渊区 K 点处  $q^+$ 、 $p^-$  态频率随  $t$  的变化，随着  $t$  的绝对值的增大，相邻环形谐振腔的局域共振频率差逐渐增大，导致亚波长带隙逐渐增大。当  $t=0$  时，由于相邻环形谐振腔完全一样，其局域共振频率相同，使得布里渊区

K 点处的对称性提高，亚波长带隙闭合， $q^+$ 和 $p^-$ 形成简并态。在  $t$  从  $-0.2\text{cm}$  变化到  $0.2\text{cm}$  的过程中，亚波长带隙经历了从打开到闭合到再打开的过程。图 3 中分别显示了在  $t=-0.1\text{cm}$  和  $t=0.1\text{cm}$  的  $q^+$ 态和  $p^-$ 态。在  $t=-0.1\text{cm}$  时， $q^+$ 态位于亚波长带隙上边界，其内部为顺时针的涡旋场， $p^-$ 态位于亚波长带隙的下边界，其内部为逆时针的涡旋场；在  $t=0.1\text{cm}$  时， $q^+$ 态位于亚波长带隙的下边界，内部为顺时针涡旋场， $p^-$ 态位于亚波长带隙的上边界，内部为逆时针涡旋场。从  $q^+$ 态和  $p^-$ 态变化，可以发现在  $t$  变化的过程中，能带进行了反转，发生了拓扑相变，谷态  $q^+$ 态和  $p^-$ 态相互交换自旋态。从而在边界处能产生受拓扑保护单向传输的边界态。

#### 6.4.2 亚波长拓扑谷边界态

为了证明边界处存在拓扑态，我们构造了一个超晶格结构，如图 6.17 (a) 所示，该超晶格由两种类型的晶格构成，分别标记为 I( $t=0.1\text{cm}$ )和 II( $t=-0.1\text{cm}$ )，构成一个三明治结构，中间为 II 型晶格长为  $10a$ ，两端 I 型晶格长为  $8a$ 。在这个超晶格中存在两种类型的界面，用 M、N 来分别标记这两种界面 I-II 和 II-I。

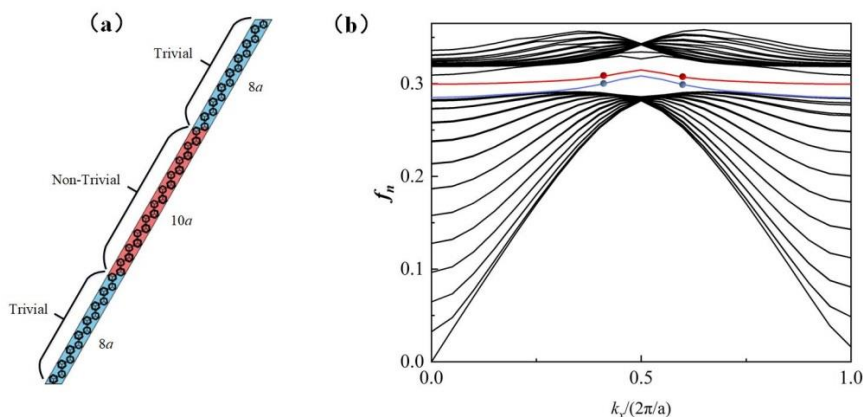


图 6.17 (a) 计算的超晶格结构 (b) 超晶格对应的能带图

Figure 6.17 (a) Calculated superlattice structure (b) band diagram corresponding to superlattice

图 6.17 (b) 显示了超晶格的能带结构，图中黑色线代表体态，红色和蓝色线分别代表 M、N 边界色散曲线。图 6.18 为  $k_x=0.4 \cdot 2\pi/a$  和  $k_x=0.6 \cdot 2\pi/a$  时的边界 M、N 处的压力分布，对应于图 6.17 (b) 中的 LI-II、LII-I、RI-II、RII-I 模式，从压力分布图的能量流方向可以看出，每种边缘态模式呈单向传输，且在每个边界都存在着一个自旋向下的将超晶格的边界态分别标记为：其中 L 和 R 代表两个相反的传播方向，I-II 和 II-I 代表两种界面，如：LI-II 在界面向左传播，RI-II

在界面向右传播。可以发现，与电子系统的谷赭自旋类似，边界态为螺旋边界模式。

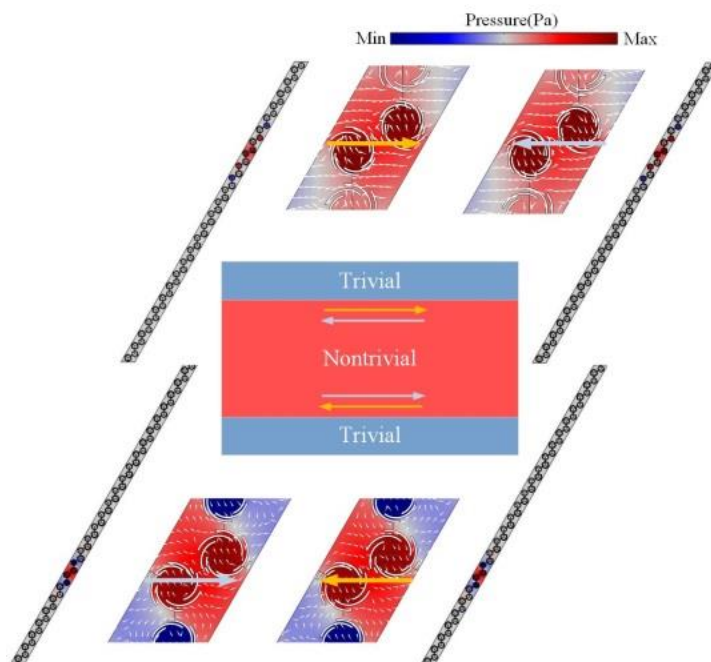


图 6.18  $k_x=0.4 2\pi/a$  和  $k_x=0.6 2\pi/a$  的边界 M 和 N 处的压力分布

Figure 6.18 Pressure distribution at M and N of the boundary between  $k_x=0.4 2\pi/a$  and  $k_x=0.6 2\pi/a$

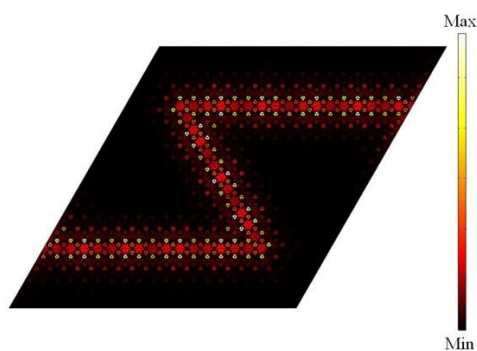


图 6.19 2000Hz 时 Z 型弯曲通道压力分布图

Figure 6.19 Pressure distribution diagram of Z-type bending channel at 2000Hz

最后，我们设计了一个 Z 型弯曲通道，如图 6.19 所示，以测试边界态传输的鲁棒性。该 Z 型通道也由两种晶格组成，第 I 部分为  $t=0.1\text{cm}$  的晶格，第 II 部分为  $t=0.1\text{cm}$  的晶格，在这两者的边界处形成一个 Z 型通道界面。在通道左侧端面处施加频率为 2000Hz 的声波，然后获得了整个结构的声场分布，可以发现，声波在 Z 型通道中平稳的传播，即使在两个拐角处也没有受到影响，无明显背



散射，表明在拓扑边界，声波可以沿任意路径进行传播。

## 6.5 本章小结

在本章中，针对于可调谐的问题，通过引入额外的自由度，提出了 matryoshka 结构来实现 Dirac 锥和拓扑相变。结果表明，对于  $\alpha=\pi/6$  的单层 matryoshka 结构，由于受到镜像对称性的保护，在不等价的六角  $K(K')$  处出现了 Dirac 锥。另外，通过旋转外层散射体打破镜像对称性，得到了拓扑自旋态和拓扑相变。此外，通过旋转内层获得可调谐的 Dirac 锥。当旋转内部结构时，由于内部结构和外部结构之间耦合的变化，狄拉克锥的位置将发生变化。

针对亚波长的问题，提出了一种基于 Helmholtz 谐振器的亚波长谐振单元的一类石墨烯结构，实现了亚波长 Dirac 锥并产生拓扑相变。亚波长拓扑自旋态的产生依赖于两个相邻声腔的半径大小。验证了两类界面（锯齿形和扶手椅形）的拓扑谷边缘态，发现无带隙拓扑谷边缘态只出现在锯齿形界面，而有带隙的边缘态出现在扶手椅形界面。结果表明，锯齿形界面边缘态的传输特性不受后向散射和缺陷的影响。另外，还构造了一种螺旋形结构的亚波长谐振单元，将其分布在六边形晶格中，产生了亚波长狄拉克锥，通过改变相邻单元的螺线的外半径大小，使结构发生了拓扑相变，在边界处产生了螺旋边界态，并且能在 Z 型通道中稳定的传播，不受背散射和缺陷影响。



## 第7章 总结与展望

### 7.1 主要结论

本论文主要针对目前水下振动辐射噪声问题开展了水下声学材料的降噪机理与性能优化研究。从吸声和隔振两个角度对水下宽频降噪进行研究，主要包括以下几个方面的结论：

(1) 在研究多层阻抗梯度变化材料的吸声机制中，通过阻抗在多层介质中随层数的指数梯度变化分布规律 ( $e^x$ )，提出一种幂指数阻抗分布设计方案，该幂指数阻抗变化的分布方案不仅可以满足  $e^x$  阻抗分布的多层材料吸声需求，同时易于定量制备与研究。在此基础上得到一种制备多层阻抗变化吸声材料的制备工艺，在温度、真空、沉降、固化问题上都得到较好的控制，使得材料分层阻抗变化可控可实现。

(2) 在基于幂指数变化阻抗分布的多层吸声材料研究中，通过研究声波正入射与斜入射下的材料吸声性能，得到并研究了声波斜入射下的吸声相对于正入射更优的吸声结果，通过有限元计算分析声波斜入射吸声机制，表明声波斜入射过程中，材料内部除纵向压缩变形伴有明显的剪切变形，而声波正入射过程中明显为纵向的压缩变形，同时，变形过程中纵横波转换的耗能机制是斜入射吸声较优的主要原因所在。

(3) 基于有限元方法建立了空心局域共振声子木堆的流固耦合声学传输模型，计算了碳纤维空心声子木堆的吸声系数曲线，与实验测试的吸声系数做对比，在 500-6000Hz 的频率范围内二者吸声系数曲线基本具有较好的一致性，验证了本有限元模型可以用于研究空心声子木堆的吸声机理研究。然后运用该声学传输模型，从材料结构本身和声场物理环境两个方面，研究了不同因素对空心声子木堆吸声性能的影响规律，并综合所有不同因素对吸声性能影响，为进一步优化空心声子木堆吸声性能提供了研究基础。

(4) 通过上述建立的声学传输模型与吸声影响因素研究，研究设计制备了一组空心声子木堆，并对其进行吸声系数测试，结果显示具有 500-6000Hz 的宽频强吸声性能（吸声系数达到 0.8 以上）。另外，结合空心声子木堆的声学传输

模型对其吸声机理进行分析讨论,并在此基础上从提高软包覆层与基体材料的损耗因子,或者在硬质聚氨酯基体中填充纵空气孔隙可优化 500–800Hz 频段的吸声(吸声系数达到 0.9 以上),实现全 500-6000Hz 全频段的强吸声性能。

(5) 通过对比研究实心局域共振声子木堆与空心局域共振声子木堆各自在不同静水压力下的吸声性能,发现同样材质的声子木堆,静水压力下空心结构吸声优于实心结构的吸声性能,通过有限元声学传输模型分析讨论了空心声子木堆静水压力下的宽频强吸声机理,提出一种耐静水压力的宽频强吸声机制。

(6) 设计并制备了一种轻质高强度阻尼隔振基座对机械设备运行过程中振动传递进行隔振,以降低该振动导致的辐射噪声。基于声子玻璃材料的结构特点兼顾高强度与高阻尼,选用声子玻璃作为基座的结构材料,且声子玻璃是以泡沫铝为振芯的复合材料本身具有轻质特点,为制备出轻质隔振基座的设计提供了一个研究基础。

(7) 针对目前隔振基座的重量大、结构笨重以及隔振效果差的问题,在对声子玻璃阻尼研究基础上,对钢制基座结构进行不同力载荷下的拓扑优化,优化后的基座结构由带有空洞的面板和肋板组成,设计用声子玻璃作为肋板部分和面板为钢材质的新型隔振基座,在不同激励源激励下测试其隔振性能,与传统钢基座对比新型轻质阻尼基座在 20-10000Hz 的宽频范围具有良好的隔振性能,并分析讨论了阻尼基座的隔振机理。为设计研制轻质高强度阻尼基座实现宽频隔振降噪提供一种新的研究思路。

(8) 在声学拓扑谷态的传输研究中,针对调谐问题设计并计算验证了 matryoshka 结构通过旋转内外结构发生耦合变化引起 Dirac 锥位置的变化;针对亚波长问题,设计并计算验证了一种基于 Helmholtz 谐振器的类石墨烯结构实现了亚波长 Dirac 锥及边界态,以及计算并验证了一种阿基米德螺旋结构实现了亚波长 Dirac 锥及边界态。

## 7.2 主要创新点

(1) 针对阻抗梯度变化吸声材料的阻抗梯度设计,提出一种层数较少的、随厚度变化的幂指数阻抗变化的设计方案,在不影响吸声性能的基础上易于制备。

(2) 针对低频、宽频、强吸声的水下吸声性能的实现,设计了一种空心声子木堆,在 500-6000Hz 实现良好的宽频吸声。

(3) 针对静水压力的低频宽频强吸声性能的实现, 设计了一种空心内部流场与外界声场介质相通的空心声子木堆, 并提出了一种耐静水压力的宽频强吸声机制。

(4) 针对低宽频隔振性能的实现, 设计并运用了声子玻璃作为基座基本材料构成的轻质高强度阻尼基座, 实现 20-10000Hz 宽频隔振性能。

### 7.3 研究展望

本文针对水下宽频降噪中存在的吸声频带窄、耐压吸声差的问题, 通过基于阻抗梯度材料的正斜吸声、空心局域共振结构吸声、宽频隔振展开宽频降噪机理研究与性能优化研究, 实现了 500-6000Hz 的宽频强吸声与 20-10000Hz 的宽频隔振的降噪性能。其中部分研究工作中存在着有待继续研究的一些方面, 具体如下:

(1) 在多层阻抗梯度变化吸声材料的声波正/斜入射下吸声研究中, 由于受到测试条件的限制, 斜入射的研究角度范围有限, 有待进一步研究不同角度范围的斜入射吸声性能, 从而更加全面地研究声波入射方向对阻抗梯度变化材料的吸声性能的影响规律。

(2) 在对空心局域共振声子木堆的较系统的研究中, 最终实现了静水压力下宽频强吸声的空心声子木堆的实验测试结果, 并通过优化得到 500-1000Hz 低频范围的吸声机制, 这部分优化工作是通过声学传输模型进行的计算研究, 有待进一步通过选择经过优化的材料参数的材料进行实验制备与测试, 从而彻底实现 500-6000Hz 的宽频强吸声。

(3) 在新型轻质阻尼隔振基座的设计与研究中, 在技术层面获得了隔振性能良好的轻质高强度阻尼基座, 但其隔振机理还基本处于基座材料的阻尼研究层面, 接下来需要进一步研究声子玻璃隔振基座的耗能机制, 并将该基座的研究思路拓展到其他领域的隔振降噪应用与研究中。

(4) 在声学拓扑谷态的传输研究中, 针对调谐问题设计并计算的 matryoshka 结构实现了 Dirac 锥位置可调, 以及针对实现亚波长 Dirac 锥和边界态问题中设计并计算的类石墨烯结构和阿基米德螺旋结构, 都是通过计算实现并验证, 在今后的工作中可进一步实验制备出相应的声学结构并通过测试验证 Dirac 锥拓扑态的可调性、亚波长 Dirac 锥拓扑态的存在, 以及进一步从计算和实验上实现亚波长 Dirac 锥拓扑态的可调性。



## 参考文献

- [1]刘伯胜, 雷家煜. 水声学原理[M]. 2010.
- [2]Vaseghi S V. Advanced digital signal processing and noise reduction[M]. John Wiley, 2000.
- [3]Ona E , Godo O R , Handegard N O , et al. Silent research vessels are not quiet[J]. The Journal of the Acoustical Society of America, 2007, 121(4):EL145.
- [4]P G Fernandes, A S Brierley, E J Simmonds, et al. Oceanography - Fish do not avoid survey vessels[J]. Nature, 2000, 404(6773):35-36.
- [5]何琳. 潜艇声隐身技术进展[J]. 舰船科学技术, 2006, 28(S2):9-17.
- [6]俞孟萨,黄国荣,伏同先. 潜艇机械噪声控制技术的现状与发展概述[J]. 船舶力学, 2003, 7(004):110-120.
- [7]王育人,缪旭弘,姜恒,等. 水下吸声机理与吸声材料[J]. 力学进展, 2017, 047(001):92-121.
- [8]杜功焕, 朱哲民, 龚秀芬. 声学基础, 上册[M]. 上海科学技术出版社, 1981.
- [9]何祚镛, 赵玉芳. 声学理论基础[M]. 北京: 国防工业出版社,1981: 7-2-2.
- [10]Liu Z, Zhang X, Mao Y, Zhu Y, Yang Z, Chan C.T. and Sheng P. Locally resonant sonic materials. Science 289, 2000,1734–1736
- [11]常冠军. 粘弹性阻尼材料[M]. 国防工业出版社, 2012.
- [12]刘厚钧. 聚氨酯弹性体手册.第 2 版[M]. 化学工业出版社, 2012.
- [13]陈月辉. 声学功能橡胶[J]. 特种橡胶制品, 2004, 025(001):55-62.
- [14]丁航.水下吸声橡胶的性能研究[J].特种橡胶制品,2004(06):21-23,29.
- [15]钟爱昇. 耐压低频吸声方面的橡胶材料与结构[J]. 天津橡胶, 2001(2):21-30.
- [16]朱金华,王源升,文庆珍,姚树人.水声吸声高分子材料的发展及应用[J].高分子材料科学与工程,2005(04):46-50.
- [17]刘乃亮,齐暑华,吴波,邵时雨.水声功能橡胶研究新进展[J].材料开发与应用,2008,23(06):93-98.
- [18]李浩,朱锡,晏欣,梅志远,罗忠.聚氨酯弹性体的合成和水下声学性能[J].高分子材料科学与工程,2010,26(03):19-22+26.

- [19]石云霞,奚正平,汤慧萍,朱纪磊,王建永,敖庆波.水下吸声材料的研究进展[J].材料导报,2010,24(01):49-52.
- [20]余超,熊伟,文庆珍,等.高分子水声吸声材料的研究进展[J].工程塑料应用,2011(05):106-108.
- [21]时志刚.聚氨酯水下声学材料应用分析[J].声学与电子工程,2011(04):1-3,13.
- [22]李永清,朱锡,孙卫红,晏欣.高分子水声吸声材料的研究进展[J].舰船科学技术,2012,34(05):7-12.
- [23]Millar J R. 263.Interpenetrating polymer networks. Styrene-divinylbenzene copolymers with two and three interpenetrating networks, and their sulphonates[J]. Journal of the Chemical Society, 1960, 121.
- [24]Mott P H, Roland C M, Corsaro R D . Acoustic and dynamic mechanical properties of a polyurethane rubber[J]. Journal of the Acoustical Society of America, 2002, 111(4):1782.
- [25]Alex N. P. Cederholm.ACOUSTIC PROPERTIES OF ALBERICH RUBBER COATINGS SUBJECTED TO AN APPLIED AMBIENT PRESSURE[C].//Tenth International Congress on Sound and Vibration (ICSV10): 7-10 July 2003, Stockholm, Sweden.2003:2633-2640.
- [26]刘云路,曾竟成,杨金水.橡胶水下吸声材料的研究进展[J]. 橡胶工业, 2016, 063(008):506-510.
- [27]Sperling L H. Interpenetrating Polymer Networks and Related Materials[M]. Springer US, 1981.
- [28]陈兵勇,马国富,阮家声.宽温域高阻尼橡胶材料研究进展[J].世界橡胶工业,2004(11): 33-37,48.
- [29]杨宇润,黄微波,丁德富,李效玉,焦书科.聚氨酯互穿聚合物网络阻尼性能研究进展[J].高分子通报,2000(01):53-60.
- [30]Jung K I , Yoon S W , Cho K Y , et al. Acoustic properties of nitrile butadiene rubber for underwater applications[J]. Journal of Applied Polymer Science, 2002, 85(13):2764-2771.
- [31]Zhang H, Wang B, Li H, et al. Synthesis and characterization of nanocomposites of silicon dioxide and polyurethane and epoxy resin interpenetrating network[J].



- Polymer International, 2003, 52(9):1493-1497.
- [32]周欣,罗忠,李永清.填料改性 IPN 复合隐身材料声学性能试验研究[J].船海工程,2009,38(02):133-137.
- [33]王和平,张巨生,张贺新,金政,唐冬雁,强亮生.新型高吸声性阻尼材料研究进展 [J].黑龙江大学自然科学学报,2002(04):106-109.
- [34]乔冬平,魏军光,王利.蛭石粉对橡胶吸声件性能影响 [J].热固性树脂,2004(06):22-23.
- [35]Einspruch N G, Witterholt E J, Truell R. Scattering of a Plane Transverse Wave by a Spherical Obstacle in an Elastic Medium[J].Journal of Applied Physics, 1960, 31(5):806-818.
- [36]McBride, Robert J. Scattering of a transverse elastic wave by an elastic sphere in a solid medium[J]. Journal of Applied Physics, 1972, 43(12):4853.
- [37]Corsaro, R. D. Filled rubber materials system: Application to echo absorption in waterfilled tanks[J]. Journal of the Acoustical Society of America, 1980, 68(2):655.
- [38]Hinders M K, B.A. Rhodes, Fang T M. Particle-loaded composites for acoustic anechoic coatings[J]. Journal of Sound and Vibration, 1995, 185(2):219-246.
- [39]Philip B, Abraham J K, Varadan V K, Natarajan V, Jayakuman V G. Passive underwater acoustic damping materials with Rho-C rubber-carbon fiber and molecular sieves[J]. Smart Materials & Structures, 2004, 13(6):N99-N104.
- [40]于利刚,李朝晖,王仁乾,马黎黎.含玻璃微球的黏弹性复合材料覆盖层的水下吸声性能分析[J].物理学报,2013,62(06):288-296
- [41]David C, Calvo, Abel L, Thangawng, Christopher N, Layman,Riccardo, Casalini, Shadi F, Othman. Underwater sound transmission through arrays of disk cavities in a soft elastic medium[J].The Journal of the Acoustical Society of America,2015,138(4):2537-47.
- [42]孙卫红,刘波,高孔军,李阳,彭茂林.无机填料对功能弹性体吸声性能的影响[J].工程塑料应用,2017,45(12):112-116.
- [43]Yuan B, Jiang W, Jiang H, et al. Underwater acoustic properties of graphene nanoplatelet modified rubber[J]. Journal of Rnforced Plastics and Composites,

- 2018:073168441875441.
- [44]Zhang J M, Chang W, Varadan V K, et al. Passive underwater acoustic damping using shunted piezoelectric coatings[J]. *Smart Materials and Structures*, 2001, 10(2):414.
- [45]蔡俊,李亚红,蔡伟民.PZT/CB/PVC 压电导电高分子复合材料的吸声机理[J].*高分子材料科学与工程*,2007(04):215-218.
- [46]于利刚,李朝晖,马黎黎.0-3 型压电复合材料覆盖层水下吸声性能的理论研究[J].*物理学报*,2012,61(02):316-323.
- [47]杨振. 基于压电效应的多层发泡复合材料的制备及吸声性能研究[D].*武汉大学*,2018.
- [48]罗忠,朱锡,林志驼,等. 水下吸声覆盖层结构及吸声机理研究进展[J]. *舰船科学技术*, 2009(08):26-33.
- [49]张浩,傅欣艺,尹铄,等. 吸声覆盖层研究进展[J]. *应用声学*, 2013(04):63-72.
- [50]Meyer E, Brendel K, Tamm K. Pulsation oscillation in rubber[J].*J Acoust Soc of Ame*,1958,30:1116-1124.
- [51]Meyer E, Neumann E G.*Physical and applied acoustic* [M].New York:Academic New York,1972,7-14.
- [52]Gaunard G . One-dimensional model for acoustic absorption in a viscoelastic medium containing short cylindrical cavities[J]. *Journal of the Acoustical Society of America*, 1977, 62(2):298-307.
- [53]Gaunard, G. C. Theory of resonant scattering from spherical cavities in elastic and viscoelastic media[J]. *Journal of the Acoustical Society of America*, 1978, 63(6):1699.
- [54]Gaunard G . Comments on ‘Absorption mechanisms for waterborne sound in Alberich anechoic layers’[J]. *Ultrasonics*, 1985, 23(2):90-91.
- [55]Radlinski, Ronald P . Scattering by multiple gratings of compliant tubes[J]. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 1982, 72(2):607-614.
- [56]Radlinski, Ronald P . Scattering from multiple gratings of compliant tubes in a viscoelastic layer[J]. *Journal of the Acoustical Society of America*, 1989, 85(6):2301-2310.

- [57]Achenbach, J. D . Reflection and transmission of an obliquely incident wave by an array of spherical cavities[J]. Journal of the Acoustical Society of America, 1986, 80(4):1209.
- [58]Achenbach J D, Kitahara M. Harmonic waves in a solid with a periodic distribution of spherical cavities[J]. Journal of the Acoustical Society of America, 1987, 81(3):595-598.
- [59]Mikata Y, Achenbach J D. Interaction of harmonic waves with a periodic array of inclined cracks[J]. Wave Motion, 1988, 10(1):59-72.
- [60]王仁乾, 缪旭弘.带空腔尖劈吸声器吸声性能的研究[J]. 声学技术, 1999(4):146-148.
- [61]王仁乾. 空腔结构吸声器的吸声系数计算方法的研究[J]. 声学学报, 2004(05):11-15.
- [62]王仁乾,马黎黎.吸声材料的物理参数对消声瓦吸声性能的影响[J].哈尔滨工程大学学报,2004(03):288-294.
- [63]何世平, 汤渭霖, 何琳, 等. 变截面圆柱形空腔覆盖层吸声系数的二维近似解[J]. 船舶力学, 2006, 10.
- [64]姚熊亮, 钱德进, 厉艳才, 等.空腔尖劈吸声性能计算及其优化设计[J]. 哈尔滨工程大学学报, 2009(06):27-34.
- [65]王荣津, 侯中华. 线性过渡尖劈吸声性能的研究[J].声学学报, 1984(02):60-64.
- [66]赵松令. 劈形吸声结构的研究[J].同济大学学报,1979(01):96-104.
- [67]李海涛, 朱锡, 石勇, 董鹏. 多孔性吸声材料的研究进展[J].材料科学与工程学报,2004(06):934-938.
- [68]何冬林, 郭占成, 廖洪强, 岳昌盛, 巴特尔, 余广炜. 多孔吸声材料的研究进展及发展趋势[J]. 材料导报,2012,26(S1):303-306.
- [69]彭敏, 赵晓明. 纤维类吸声材料的研究进展[J]. 材料导报, 2019, 33(21).
- [70]叶海,钟祥瑞. 铝质纤维吸声板[J]. 上海建材, 2001(01):12-14.
- [71]张波,陈天宁. 烧结金属纤维材料的吸声模型研究[J].西安交通大学学报,2008(03):328- 332.
- [72]常宝军,王晓林,彭锋,孙艳. 金属纤维多孔材料在高声强下的吸声性能预测[J].

- 声学技术,2009,28(04):450-453.
- [73]曹书豪. 聚氨酯泡沫及聚丙烯纤维复合材料的吸声性能研究[D]. 西南交通大学, 2013.
- [74]Ao Qingbo, Wang Jianzhong, Tang Huiping, Zhi Hao, Ma Jun, Bao Tengfei. Sound Absorption Characteristics and Structure Optimization of Porous Metal Fibrous Materials[J]. Rare Metal Materials and Engineering,2015,44(11).
- [75]敖庆波,王建忠,马军,汤慧萍.孔结构对不锈钢纤维多孔材料吸声性能的影响[J].稀有金属材料与工程,2019,48(10):3241-3245.
- [76]Kunikazu Hirosawa. Numerical study on the influence of fiber cross-sectional shapes on the sound absorption efficiency of fibrous porous materials[J]. Applied Acoustics,2020,164.
- [77]刘恺. 基于 VA One 的多孔吸声材料的应用仿真研究[D].武汉理工大学,2010.
- [78]段翠云,崔光,刘培生.多孔吸声材料的研究现状与展望[J].金属功能材料,2011,18(01):60.
- [79]王月.孔结构对通孔泡沫铝水声吸声性能的影响[J].材料开发与应用,2001(04):16-18.
- [80]叶珍霞. 开孔泡沫铝水下吸声性能实验[J].舰船科学技术,2012,34(04):22-25.
- [81]姚欣鹏, 何世平. 流体粘度对通孔泡沫铝水下声学特性的影响[J]. 舰船科学技术, 2014, 36(6).
- [82]Guiping C, Deping H, Guangji S. Underwater sound absorption property of porous aluminum[J]. Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects, 2001, 179(2-3):191-194.
- [83]Wang, Xiaolin. Porous metal absorbers for underwater sound[J]. Journal of the Acoustical Society of America, 2007, 122(5):2626.
- [84]陈文炯. 多孔吸声材料孔结构与阻尼材料布局优化设计[D].大连理工大学,2014.
- [85]Johnson D L. Theory of dynamic permeability and tortuosity in fluid-saturated porous media[J]. J Fluid Mech, 1987, 176(176):379-402.
- [86]Xu W, Jiang C, Zhang J. Improvement in underwater acoustic absorption performance of open-celled SiC foam[J]. Colloids & Surfaces A Physicochemical

- & Engineering Aspects, 2015, 482:568-574.
- [87]Yang, D., Huang, K., He, D., et al. Acoustic absorption properties of open-cell Al alloy foams with graded pore size[J].Journal of Physics, D. Applied Physics: A Europhysics Journal,2011,44(36):365405-1-365405-6.
- [88]周成飞. 聚氨酯水声材料吸声结构的优化研究[J]. 橡塑技术与装备, 2012(06):62-65.
- [89]李校辉, 邢素丽, 杨金水,等. 聚氨酯水声吸声材料及吸声机理研究进展[J]. 工程塑料应用, 2018, v.46; No.345(07):130-135.
- [90]许小强, 杨汝平, 熊春晓.吸声聚氨酯泡沫塑料的研究[J]. 宇航材料工艺, 2011, 041(002):17-20.
- [91]钟祥瑞, 朱子根. 聚氨酯泡沫板的吸声特性及其应用[J]. 音响技术, 2011(02):23-26.
- [92]王启强. 聚氨酯泡沫吸声材料的制备及性能研究[J]. 新技术新工艺, 2016(11):54-56
- [93]李婷婷, 江学良, 李菁瑞,等. 纤维/聚氨酯泡沫复合材料的制备及吸声性能研究[J]. 胶体与聚合物, 2018, 036(004):157-159.
- [94]Biot, M. A. Theory of Propagation of Elastic Waves in a Fluid-Saturated Porous Solid. I. Low-Frequency Range[J]. The Journal of the Acoustical Society of America, 1956, 28(2):168.
- [95]Biot, M. A. Theory of Propagation of Elastic Waves in a Fluid-Saturated Porous Solid. II. Higher Frequency Range[J]. Journal of the Acoustical Society of America, 1956, 28(2):179.
- [96]Johnson D L, Plona T J, Scala C, et al. Tortuosity and Acoustic Slow Waves[J]. Physical Review Letters, 1982, 49(25):1840-1844.
- [97]Chia L H L, Teoh S H, Tharmaratnam K , et al. Sound absorption of tropical woods and their radiation-induced composites[J]. international journal of radiation applications & instrumentation. part c. radiation physics & chemistry, 1988, 32(5):677-682.
- [98]D.K. Lee. Effect of Morphology on Sound Attenuation of Flexible Polymeric Foams. 1991, 27(1):135-142.

- [99]Bolton J S, Green E R. Normal incidence sound transmission through double-panel systems lined with relatively stiff, partially reticulated polyurethane foam[J]. *Applied Acoustics*, 1993, 39(1-2):23-51.
- [100]C. Boutin, P.Royer, J. L.Auriault. Acoustic absorption of porous surfacing with dual porosity[J]. *International Journal of Solids and Structures*,1998,35(34):4709 – 4737.
- [101]Maa DY. General theory and design of microperforated-panel absorbers. *Chin J Acoust* 1997(16):193–202.
- [102]Maa DY. Potential of microperforated panel absorber. *J Acoust Soc Am* 1998;104:2861–6.
- [103]白国锋,刘克,佟小鹏. 微穿孔板水下吸声特性仿真研究[C]. 中国声学学会,2004:115-116.
- [104]佟小鹏,刘克,白国锋. 微穿孔板水下吸声性能的测试研究[C].中国声学学会,2004: 117-118.
- [105]Wang Z, Hu Y. Investigations on the acoustic transmission characteristics of underwater perforated panel structures. *Chin J Acoust* 2009(33):62–74.
- [106]罗忠,朱锡,梅志远,李浩.水下微穿孔吸声体结构与试验研究[J].*声学学报*,2010,35(03):329-334.
- [107]Sgard F C , Olny X , Atalla N , et al. On the use of perforations to improve the sound absorption of porous materials[J]. *Applied Acoustics*, 2005, 66(6):625-651.
- [108]Lin Li, Zhifu Zhang, Qibai Huang, Shande Li. A sandwich anechoic coating embedded with a micro-perforated panel in high-viscosity condition for underwater sound absorption[J]. *Composite Structures*,2020,235.
- [109]何祚镛,王曼.水下均匀材料复合层吸声特性研究[J].*应用声学*,1996(05):6-11.
- [110]何祚镛,王曼.水下非均匀复合层结构吸声的理论研究[J].*应用声学*,1996(05):12-19.
- [111]王曼,何祚镛.水下复合层吸声结构中反向声能与振动能量传输的研究[J].*应用声学*,1997(03):14-19.

- [112]刘志宏,盛美萍.水下多层均匀材料垂直入射的声特性分析[J].噪声与振动控制,2005(02): 11-13.
- [113]罗忠,周欣.水下夹芯复合空腔结构声学特性试验研究[J].振动与冲击,2014,33(08): 125-129,140.
- [114]Gao L, Wang J, Zhong Z, et al. An exact analysis of surface acoustic waves in a plate of functionally graded materials[J]. *IEEE Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics & Frequency Control*, 2009, 56(12):P.2693-2700.
- [115]EMERYPA. New cladding material[C].Conference Proceedings of UDT. London, 1995: 527-531.
- [116]BERETTIS,VASSAS M. Multifunction coating and enhanced anechoic coating by using multi-layer optimization[C].Conference Proceedings of UDT. London, 1996:300-303.
- [117]杨德森, 孙玉, 胡博, 等. 阻抗梯度变化介质的声学特性[J]. 哈尔滨工程大学学报, 2014, 35(12):1-9.
- [118]Lin Li, Zhifu Zhang, Qibai Huang, Shande Li. A sandwich anechoic coating embedded with a micro-perforated panel in high-viscosity condition for underwater sound absorption[J]. *Composite Structures*,2020,235.
- [119]张焱冰, 任春雨, 朱锡. 水下目标声隐身功能梯度材料的研究概况[J]. 材料导报, 2013, 27(7):59-62.
- [120]P.C.Pedersen, O.Tretiak, P.He. Impedance-matching properties of an inhomogeneous matching layer with continuously changing acoustic impedance [J]. *Acoust. Soc. Am*, 1982,72(2):327-336P.
- [121]Forest L, Gibiat V, Hooley A. Impedance matching and acoustic absorption in granular layers of silica aerogels[J]. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 2001, 285(1-3):0-235.
- [122]Spivack M, Spivack O. Sound propagation over arbitrary surfaces with varying impedance[J].*International Congress on Sound and Vibration*, 2006(5):3982-3988.
- [123]Peplow, Andrew. Acoustic waves in variable sound speed profiles[J]. 8th European Conference on Noise Control 2009, v31, part3.

- [124]尚尔昌. 渐变吸收层反射率的近似式[J]. 声学学报, 1965:2 (4): 193-197.
- [125]马黎黎, 缪旭弘, 王仁乾. 带空腔尖劈吸声器吸声性能的研究[J]. 声学技术, 1999(4): 146-148.
- [126]王源升, 杨雪, 朱金华, 等. 水溶性高分子梯度溶液吸声机理的研究[J]. 声学学报, 2006(1):14-18.
- [127]杨雪, 王源升, 余红伟. 梯度聚氨酯吸声性能的优化[J]. 武汉理工大学学报, 2006(10):35-37.
- [128]杨雪, 王源升, 朱金华, 等. 梯度聚氨酯水声吸声性能的研究[J]. 高分子材料科学与工程, 2007, 23(1).
- [129]杨雪, 王源升, 余红伟. 梯度聚氨酯吸声性能研究[J]. 武汉理工大学学报, 2008,30(3): 21-23.
- [130]李波, 周洪, 黄光速. 声阻抗梯度渐进的高分子微粒吸声材料[J]. 高分子材料科学与工程, 2006, 22(3).
- [131]汤慧萍, 朱纪磊, 葛渊, 等. 纤维多孔材料梯度结构的吸声性能研究[J]. 稀有金属材料与工程, 2007(12):2220-2223.
- [132]敖庆波, 汤慧萍, 朱纪磊, 等. FeCrAl 纤维多孔材料梯度结构吸声性能的研究[J]. 功能材料, 2009, 40(10).
- [133]敖庆波, 王建忠, 李爱君, 等. 梯度纤维多孔材料的吸声特性及结构优[C]. 2015 年全国粉末冶金学术会议暨海峡两岸粉末冶金技术研讨会. 2015.
- [134]Coulais C, Sounas D, Alu A. Static non-reciprocity in mechanical metamaterials[J]. Nature,2017(542):461-464.
- [135]Veselago, Viktor G. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of  $\epsilon$  and  $\mu$ [J]. Physics-Uspekhi, 1968, 10(4):509-514.
- [136]Sigalas M M, Economou E N. Elastic and Acoustic wave band structure [J]. Journal of Sound & Vibration, 1992, 158(2):377-382.
- [137]Kushwaha M S, Halevi P, Dobrzynski L, et al. Acoustic band structure of periodic elastic composites [J]. Physical Review Letters, 1993, 71(13): 2022-2025.
- [138]Hussein M I, Leamy M J, Ruzzene M . Dynamics of Phononic Materials and Structures: Historical Origins, Recent Progress, and Future Outlook[J]. Applied



- Mechanics Reviews, 2014, 66(4):040802.
- [139]R Mart ínez-Sala, Sancho J, JV S ánchez, et al. Sound attenuation by sculpture[J]. Nature, 1995, 378(6554):241-241.
- [140]Ivansson, Sven M. Sound absorption by viscoelastic coatings with periodically distributed cavities [J]. The Journal of the Acoustical Society of America, 2006, 119(6):3558.
- [141]Ivansson, Sven M. Numerical design of Alberich anechoic coatings with super ellipsoidal cavities of mixed sizes[J]. Journal of the Acoustical Society of America, 2008, 124(4):1974.
- [142]Zhao H G, Liu Y Z, Wen J H , et al. Analysis of the anechoic properties of viscoelastic coatings with periodically distributed cavities[J]. Acta Physica Sinica, 2007, 56(8):4700-4707.
- [143]Zhao H , Liu Y , Yu D , et al. Absorptive properties of three-dimensional phononic crystal[J]. Journal of Sound & Vibration, 2007, 303(1-2):185-194.
- [144]Hsu J C, Wu R T. Plate Waves in Locally Resonant Sonic Materials [J]. Japanese journal of applied physics, 2010, 49(7ISSUE2):P.07HB11.1-07HB11.5.
- [145]Oh J H, Kim Y J, Kim Y Y. Wave attenuation and dissipation mechanisms in viscoelastic phononic crystals[J]. Journal of Applied Physics, 2013, 113(10):212301.
- [146]Leroy V, Strybulevych A, Lanoy M, et al. Super-Absorption of Acoustic Waves with Bubble Meta-Screens [J]. Physical Review B, 2015, 91(2):020301.1-020301.5.
- [147]Calvo D C, Thangawng A L, Layman C N. Low-frequency resonance of an oblate spheroidal cavity in a soft elastic medium[J]. Journal of the Acoustical Society of America, 2012, 132(1):EL1-7.
- [148]Calvo D C, Thangawng A L, Layman C N , et al. Underwater sound transmission through arrays of disk cavities in a soft elastic medium[J]. The Journal of the Acoustical Society of America, 2015, 138(4):2537-2547.
- [149]Sharma G.S, Skvortsov A, MacGillivray I and Kessissoglou N. Acoustic performance of gratings of cylindrical voids in a soft elastic medium with a steel

- backing[J]. *J. Acoust. Soc. Am.* 2017(141):4694–4704.
- [150]Zhao Dan, Zhao Honggang, et al. Optimization and mechanism of acoustic absorption of Alberich coatings on a steel plate in water[J]. *Applied Acoustics*, 2018.
- [151]Mei J, Zhang X, Wu Y. Ultrathin metasurface with high absorptance for waterborne sound[J]. *Journal of Applied Physics*, 2018, 123(9):091710.
- [152]Sharma G S , Skvortsov A , Macgillivray I , et al. Acoustic performance of periodic steel cylinders embedded in a viscoelastic medium[J]. *Journal of sound and vibration*, 2019.
- [153]Zhong J, Zhao H, Yang H, et al. On the accuracy and optimization application of an axisymmetric simplified model for underwater sound absorption of anechoic coatings[J]. *Applied Acoustics*, 2019, 145(FEB.):104-111.
- [154]Lee S H , Park C M , Seo Y M , et al. Acoustic metamaterial with negative modulus[J]. *Journal of Physics Condensed Matter*, 2009, 21(17):175704.
- [155]Yang Z, Mei J, Yang M, et al. Membrane-Type Acoustic Metamaterial with Negative Dynamic Mass[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 101(20):204301.
- [156]F Liang, Liu X P, Lu M H, et al. Acoustic Backward-Wave Negative Refractions in the Second Band of a Sonic Crystal[J]. *Physical Review Letters*, 2006, 96(1):014301.
- [157]Smith D.R. Metamaterials and Negative Refractive Index[J]. *Science*, 2004, 305(5685):788-792.
- [158]Xie Y, Popa B I, Zigoneanu L, et al. Measurement of a Broadband Negative Index with Space-Coiling Acoustic Metamaterials[J]. *Physical review letters*, 2013, 110(17): 175501.1- 175501.4.
- [159]Brunet T, Merlin A, Mascaro B, et al. Soft 3D acoustic metamaterial with negative index[J]. *Nature Materials*, 2015, 14(4):384-8.
- [160]Li J, Chan C T. Double-negative acoustic metamaterial[J]. *Physical Review E*, 2004, 70(5):055602.
- [161]Cummer S A, Schurig D. One path to acoustic cloaking[J]. *New Journal of Physics*, 2007, 9(3):45.

- [162]Torrent D, J Sánchez-Dehesa. Acoustic cloaking in two dimensions: a feasible approach[J]. *New Journal of Physics*, 2008, 10(6):063015.
- [163]Popa B I, Zigoneanu L, Cummer S A . Experimental Acoustic Ground Cloak in Air[J]. *Physical Review Letters*, 2011, 106(25):253901.
- [164]Norris A N. Acoustic cloaking theory[J]. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 2008.
- [165]Zhu J, Christensen J, Jung J, et al. A holey-structured metamaterial for acoustic deep-subwavelength imaging[J]. *Nature Physics*, 2011, 7(1):52-55.
- [166]Ao X, Chan C T. Far-field image magnification for acoustic waves using anisotropic acoustic metamaterials[J]. *Physical Review E Statistical Nonlinear & Soft Matter Physics*, 2008, 77(2):025601.
- [167]Guenneau S , Movchan A , G P úrsson, et al. Acoustic metamaterials for sound focusing and confinement[J]. *New Journal of Physics*, 2007, 9(11):399.
- [168]Zhao W, Chu H, Tao Z, et al. Acoustic transmissive cloaking using zero-index materials and metasurfaces[J]. *Applied Physics Express*, 2019.
- [169]Zhong J , Zhao H , Yang H , et al. Theoretical requirements and inverse design for broadband perfect absorption of low-frequency waterborne sound by ultrathin metasurface[J]. *Scientific Reports*, 2019, 9(1).
- [170]Zhao W, Chu H, Tao Z, et al. Acoustic transmissive cloaking using zero-index materials and metasurfaces[J]. *Applied Physics Express*, 2019.
- [171]Lu M.H, Feng L, and Chen Y. F. (2009).Phononic crystals and acoustic metamaterials.*Mater. Today* 12, 34–42.
- [172]Anderson P W. Absence of Diffusion in Certain Random Lattices[J]. *Physical Review*, 1958, 109(5):1492-1505.
- [173]Ye L, Cody G, Zhou M, et al. Observation of bending wave localization and quasi mobility edge in two dimensions[J]. *Physical Review Letters*, 1992, 69(21):3080-3083.
- [174]Ping Sheng,X.X. Zhang,Z.Liu, et al. Locally resonant sonic materials. 2003, 338(1):201-205.
- [175]Hirsekorn M. Small-size sonic crystals with strong attenuation bands in the

- audible frequency range[J]. *Applied Physics Letters*, 2004, 84(17):3364-3366.
- [176]Zhao HongGang, Liu YaoZong, Wen JiHong, et al. Sound Absorption of Locally Resonant Sonic Materials[J]. *Chinese Physics Letters*, 2006, 23(8):2132.
- [177]U. Fano. Effects of Configuration Interaction on Intensities and Phase Shifts. 1961, 124(6):1866.
- [178]Goffaux C, Sánchez-Dehesa, J, Yeyati A L, et al. Evidence of Fano-Like Interference Phenomena in Locally Resonant Materials[J]. *Physical Review Letters*, 2002, 88(22):225502.
- [179]Zhao H , Liu Y , Yu D , et al. Absorptive properties of three-dimensional phononic crystal[J]. *Journal of Sound & Vibration*, 2007, 303(1-2):185-194.
- [180]Zhao H, Liu Y, Wen J, et al. Tri-component phononic crystals for underwater anechoic coatings[J]. *Physics Letters A*, 2007, 367(3):224-232.
- [181]Jiang Heng, Zhang Mi-Lin, Wang Yu-Ren, et al. A Wide Band Strong Acoustic Absorption in a Locally Network Anechoic Coating. 2009, 26(10):106202 (4).
- [182]Jiang H, Wang Y. Phononic glass: A robust acoustic-absorption material[J]. *Journal of the Acoustical Society of America*, 2012, 132(2):694.
- [183]Heng J, Yu-Ren W, Mi-Lin Z , et al. Wide-band underwater acoustic absorption based on locally resonant unit and interpenetrating network structure[J]. *Chinese Physics B*, 2010, 19(002):367-372.
- [184]Chen M, Jiang H, Feng Y, et al. Investigation of locally resonant absorption and factors affecting the absorption band of a phononic glass[J]. *Applied Physics A*, 2014, 117(4):2067-2072.
- [185]Jiang H, Wang Y, Zhang M, et al. Locally resonant phononic woodpile: A wide band anomalous underwater acoustic absorbing material[J]. *Applied Physics Letters*, 2009, 95(10):1734.
- [186]Chen M, Meng D, Wang Y, et al. Resonance-coupling effect on broad band gap formation in locally resonant sonic metamaterials[J]. *Wave Motion: An International Journal Reporting Research on Wave Phenomena*, 2016, 63:111-119.
- [187]Zhao H, Wen J, Yu D, et al. Low-frequency acoustic absorption of localized

- resonances: Experiment and theory[J]. *Journal of Applied Physics*, 2010, 107(2):1734.
- [188]Wen J, Zhao H, Lv L, et al. Effects of locally resonant modes on underwater sound absorption in viscoelastic materials[J]. *Journal of the Acoustical Society of America*, 2011, 130(3):1201.
- [189]Meng H, Wen J, Zhao H, et al. Analysis of absorption performances of anechoic layers with steel plate backing[J]. *Journal of the Acoustical Society of America*, 2012, 132(1):69.
- [190]Zhao H, Wen J, Yang H, et al. Backing effects on the underwater acoustic absorption of a viscoelastic slab with locally resonant scatterers[J]. *Applied Acoustics*, 2014, 76(2):48-51.
- [191]Meng H, Wen J, Zhao H, et al. Optimization of locally resonant acoustic metamaterials on underwater sound absorption characteristics[J]. *Journal of Sound and Vibration*, 2012, 331(20):4406-4416.
- [192]吕林梅,温激鸿,赵宏刚,孟浩,温熙森. 内嵌不同形状散射子的局域共振型黏弹性覆盖层低频吸声性能研究[J]. *物理学报*,2012,61(21):293-300.
- [193]Hai-Bin Y, Yue L, Hong-Gang Z, et al. Low-frequency acoustic absorption mechanism of a viscoelastic layer with resonant cylindrical scatterers[J]. *Acta Physica Sinica Chinese Edition*, 2013, 62(15).
- [194]Yang Hai-Bin, Li Yue, Zhao Hong-Gang,Wen Ji-Hong, and Wen Xi-Sen. Acoustic anechoic layers with singly periodic array of scatterers: Computational methods, absorption mechanisms, and optimal design[J]. *Chinese Physics B*, 2014, 10(23):287-295.
- [195]袁博, 温激鸿, 温熙森. Oblique incidence properties of locally resonant sonic materials with resonance and Bragg scattering effects[J]. *中国物理 b:英文版*, 2013(7):267-273.
- [196]Yuan B, Humphrey V F, Wen J, et al. On the coupling of resonance and Bragg scattering effects in three-dimensional locally resonant sonic materials[J]. *Ultrasonics*, 2013, 53(7):1332-1343.

- [197]钟杰,温激鸿,赵宏刚,等. Effects of core position of locally resonant scatterers on low-frequency acoustic absorption in viscoelastic panel[J]. Chinese Physics B, 2015(08):398-403.
- [198]Ling-Zhi Huang(黄凌志), Yong Xiao(肖勇), Ji-Hong Wen(温激鸿), Hai-Bin Yang(杨海滨), and Xi-Sen Wen(温熙森). [J]. Chinese Physics B, 2016, 25(02):024302.
- [199]Kangkang, Shi, Guoyong, et al. Underwater sound absorption performance of acoustic metamaterials with multilayered locally resonant scatterers[J]. Results in Physics, 2019, 12:132-142.
- [200]Shi K , Jin G , Ye T , et al. Underwater sound absorption characteristics of metamaterials with steel plate backing[J]. Applied Acoustics, 2019, 153(OCT.): 147-156.
- [201]Haibin Zhong, Yinghong Gu, Bin Bao, Quan Wang, Jiuwei Wu, et al. 2D underwater acoustic metamaterials incorporating a combination of particle-filled polyurethane and spiral-based local resonance mechanisms[J]. Composite Structures, 2019.
- [202]Gu Yinghong, Zhong Haibin, Bao Bin, et al. Experimental investigation of underwater locally multi-resonant metamaterials under high hydrostatic pressure for low frequency sound absorption[J]. 2021, 172:107605.
- [203]M. Tao, Simplified model for predicting acoustic performance of an underwater sound absorption coating, J. Vib. Contr. 20 (3) (2014) 339e354
- [204]Shang C, Zhang J Z, Wei Y J. Absorption Characteristics of Anechoic Coating Embedding Frustum-of-a-cone Cavities[J]. Journal of Ship Mechanics, 2010, 14(12):1425-1431.
- [205]Changzheng Ye, Xuewei Liu, Fengxian Xin, et al. Influence of hole shape on sound absorption of underwater anechoic layers. 2018, 426:54-74.
- [206]Yanni Z, Jie P, Kean C, et al. Subwavelength and quasi-perfect underwater sound absorber for multiple and broad frequency bands[J]. Journal of the Acoustical Society of America, 2018, 144(2):648-659.
- [207]Cheng Y, Yu T, Zhou X. Control of underwater acoustics using anisotropic solid

- metamaterials with continuously tuned material axes[J]. *Extreme Mechanics Letters*, 2019:100544.
- [208]Zhong J , Zhao H , Yang H , et al. Theoretical requirements and inverse design for broadband perfect absorption of low-frequency waterborne sound by ultrathin metasurface[J]. *Scientific Reports*, 2019, 9(1).
- [209]Zonghui Wang, Yixing Huang, Xiaowei Zhang, et al. Broadband underwater sound absorbing structure with gradient cavity shaped polyurethane composite array supported by carbon fiber honeycomb[J], *Journal of Vibration and Control*. 2020, 479
- [210]Gao N, Zhang Y. A low frequency underwater metastructure composed by helix metal and viscoelastic damping rubber[J].*Journal of Vibration and Control*, 2018,25(4): 107754631878844.
- [211]Nansha Gao, Kuan Lu. An underwater metamaterial for broadband acoustic absorption at low frequency. 2020, 169
- [212]Duan J, Li S, Wu X, et al. A new eccentric resonance matching layer with anti-reflection characteristics for underwater acoustic scattering suppression[J]. *Physica Scripta*, 2021, 96(3):035001 (11).
- [213]金咸定. 船舶结构动力学的进展与信息化 [J]. *振动与冲击*, 2002, 021(004):1-6.
- [214]朱石坚. 振动理论与隔振技术[M].国防工业出版社, 2006.
- [215]吕林华. 复合基座减振设计与阻尼材料布置研究[D]. 上海交通大学, 2012:4.
- [216]赵树磊, 郭万涛, 吴医博. 复合材料基座减振性能试验研究[J]. *材料开发与应用*, 2009, 24(004):8-13.
- [217]李国亮. 碳纤维复合材料基座的隔振性能研究[D]. 2015.
- [218]刘春嵘, 冀建飞, 徐道临. 反共振流体浮筏的隔振特性研究[J]. *力学与实践*, 2012
- [219]班书昊, 李晓艳, 蒋学东, 等. 钢丝绳隔振器的非线性动力学模型[J]. *力学与实践*, 2012, 34(1):66-69.
- [220]高永毅,唐果,万文等. 非线性因素对隔振效果影响的研究[J]. *力学与实践*, 2015, 37 (5): 590-596,602.

- [221]王 楠, 潘忠文, 陈照波. 磁流变整星隔振平台频域加权 LQR 控制研究[J]. 力学与实践, 2018, 40 (2): 173-179.
- [222]丁 虎, 邵志华. 弹性结构横向弯曲振动传导率[J]. 力学与实践, 2019, 41 (6): 661-664.
- [223]罗忠, 朱锡, 简林安,等. 三明治夹芯基座阻抗阻尼隔振特性分析[J]. 哈尔滨工程大学学报, 2009(09):10-15.
- [224]牟文珺, 桂洪斌. 复合材料基座在船舶设备振动传递控制中的应用[J]. 舰船科学技术, 2019, 41(03):54-59.
- [225]李江涛. 复合结构基座减振特性的理论与实验研究[D]. 上海交通大学博士学位论文, 2010: 150-152.
- [226]温华兵, 王康乐, 晁浩, 等. 船体基座粘弹性复合阻尼减振性能试验研究[J]. 中国造船, 2014.
- [227]张梗林. 宏观负泊松比效应蜂窝基座及防护结构减振与抗爆性能设计[D]. 上海交通大学, 2014.
- [228]吴秉鸿, 张相闻, 杨德庆. 负泊松比超材料隔振基座的实船应用分析[J]. 船舶工程, 2018, 040(002):56-62.
- [229]吕亦乐. 负泊松比超材料的减振性能研究[D]. 2019.
- [230]秦浩星, 杨德庆. 声子晶体负泊松比蜂窝基座的减振机理研究[J]. 振动工程学报, 2019(3).
- [231]Elford D P, Chalmers L, Kusmartsev F V, et al. Matryoshka Locally Resonant Sonic Crystal[J]. Journal of the Acoustical Society of America, 2011, 130(5):2746.
- [232]Bernevig B A, Hughes T L, Zhang S C. Quantum Spin Hall Effect and Topological Phase Transition in HgTe Quantum Wells[J]. Science, 2006, 314 (5806):1757-1761.
- [233]Fang N , Xi D , Xu J , et al. Ultrasonic metamaterials with negative modulus[J]. Nature Materials, 2006, 5(6):452-6.



## 致 谢

在中国科学院力学研究所攻读一般力学与基础方向的博士学位，我有一种强烈的感恩和荣誉感！从报名到被录取再到现在，在这段特殊的岁月里，我首先要特别感谢我的导师王育人老师！我清楚的记得当年电话联系老师的时候，我语无伦次地说想报考老师的博士生，然后王老师让我把简历邮箱给他，我很紧张，没想到老师说我的研究和他的研究很相关，欢迎我这样的人才，就是这几个字“欢迎你这样的人才”鼓舞着我。

刚读博那会，王老师问过我一个问題：“为什么来力学所读博？”我的回答是在力学这个专业中科院力学所是最好的平台，来这里能学习好，然后就可以找到好工作。但是我对于自己的这个回答并不满意也不是很肯定，这样的一个问题一直在我脑海中盘旋，用这个问题作为我承前启后的一个人生节点，在经历了盲目乐观、畏首畏尾、停滞不前、迎头赶上、恍然大悟这样的几个阶段，每个阶段对这个问题的回答都不一样，我曾用过理想主义的自我感动来慰藉自己的停滞不前，也曾着急为何想法众多却没有实际进展的百思不得其解，到后来专注一点坚持钻研下去慢慢走上科研的路……都离不开王老师的教诲和指导，印象比较深刻的一次就是，在一次实验的设计方面，老师告诉我设计实验的前提需要将具体研究的问题进行原理验证和量化，多次强调量化的重要性，这使我渐渐明白科研工作中定性之外定量的重要性。王老师的工作态度也很让我受教育，他平时都很忙，但他总会抽出时间指导我们学生的学习和工作，记得当时已经快到中午，他给我们说完后，我说老师我给您打饭送过来吧，老师却谢绝了，老师说还要继续工作，他忙完了再自己解决，我特别的感慨，走出主楼抬头仰望，这就是力学所的老师，力学所的精神。渐渐地让我明白，导师不仅是指路的灯塔，更是学习的榜样和前进的力量。在科研路上的做人方面，老师经常给我们讲他自己的经历，来给我们增长人生的见识，鼓励我们踏踏实实认认真真地学习和做人，成为一个有真才实学的科研工作者。在学术研究之路上他多次强调保质保量，坚决不造假。这些虽然是最基本的起码的要求，但是老师说与不说对自己的内心感触是不一样的，像一个警钟也是一个底线和原则，做到了终生受益，这是一个职业道德问题更是一个做人的问题。就像老师的名字一样，王老师对我的指导和教育不仅帮助

我走上科研之路，更是我人生的一笔宝贵的财富，将激励着我继续前进，在这里对我的导师致以最真挚的感谢！

在我的读博生涯中，我特别感谢姜恒老师对我的支持、帮助和鼓励！我读博是在课题组的声学小组学习和工作的，姜老师是这个声学小组的，是我的第二位老师，他做人做事特别认真、细致和周到，在我畏首畏尾和停滞不前的阶段里，姜老师和我说过的一句话备受启发和鼓舞，他告诉我要善于发现和发挥自己的长处，不要轻易否定自己。在日常的学习工作中姜老师也给予我很多的教育和帮助，记得有一次开题报告我请姜老师帮我看，他特别认真地边看边提出修改的意见，每次姜老师都可以事无巨细地保证关键时刻应对意外，并总能成功办成事情。这些都让我很佩服，并且很受教育。姜老师还推荐我去做了航天方面的科普知识的普及课，给我可以提高锻炼我的机会，那一次科普课我坚持做了一个学期得到了很大的锻炼，因为我的表达力和逻辑方面都有待提高，这样的课对我的锻炼很有助益，而在课题方面的帮助也很多很细致，非常感激老师的耐心教导！

还要特别感谢我的师兄陈猛老师，因为我刚进所读博师兄刚好毕业留所任职，师兄尽管留所任职但是他在前期都是和我们学生在一个办公室工作，所以师兄对我的影响和帮助都很多，印象比较深刻得是陈师兄告诉我他自己学习计算软件的经历，当时需要急需解决一个问题用到了这个软件，结果师兄在一个星期内自学 comsol 并把问题解决了，这都是时间紧张给逼出来的，这件事对我震撼很大，但是我却没有能一周学会，而不同于以往的是不再有畏惧感，开始着手攻克这个软件的计算。师兄很有责任感，虽然师兄不是我们师弟师妹的指导老师，但是在平时无微不至地提醒我们怎样怎样，督促我们学习和工作，还有特别感谢陈师兄在生活方面雪中送炭的恩情。

特别感谢课题组的魏炳忱老师、蓝鼎老师、郑中玉老师给予我的支持和帮助！特别感谢李家春先生、谈庆明先生、吴应湘老师、郇勇老师、李华老师、魏小林老师等给予的学习上的帮助和支持！也特别感谢王双峰老师、康琦老师、吕东媛老师的支持和鼓励！特别感谢王健老师、刘丽老师、满红亮老师、王丽萍老师、刘飞老师对我的支持和帮助！特别感谢疫情期间所内孙晖老师、王师等领导和老师给予的支持和帮助！特别感谢我的研究生导师王永岗老师，秦太验老师，大学期间的力学授课老师黎立云老师等在读博期间给予我的支持和帮助！

特别感谢我的课题组同学裴东亮、杨洮、肖伯雅、刘宇、闫廓、徐文帅这几位师弟，在日常的学习和工作中，师弟们给予了我很多帮助，特别是师弟裴东亮和杨洮在实验合作以及计算方面的交流和在日常的工作中给予了很大的支持，刘宇师弟在我的一些工作方面的交流和帮助，闫廓和肖伯雅的计算机借给我用来计算的支持和帮助，徐文帅也是我研究生师弟，又是读博期间的师弟给我很多宝贵的交流和建议，以及特别感谢攻读硕士学位已经毕业的韩金花和蒙丹两位同学。还要特别感谢我们实验室办公室的其他同学，有已经毕业的李翰海师兄、已经毕业留所的李伟斌、硕士毕业的谢天师妹、孙宏辉、李凤江同学。特别感谢李炎森、唐伟奇、王洋、张亚婷，赵文璟、白云建，特别感谢李炎森师弟在使用设备 DMA 方面的支持和帮助。特别感谢罗春花师姐、陈旭阳师姐、我的同学潘斯宁、朱凤、师玉敏、李吉成、李丹等，在我的读博期间给予我的关怀和帮助！在这里特别感谢给予我帮助的其他老师、同学们！

感谢我一生劳碌的奶奶，她坚强和心灵手巧，从小到大对我疼爱有加，奶奶见证了我读博的前半期。特别感谢我的父亲，父亲是一位勤劳朴实的劳动人民，是最伟大的父亲，他将自己的一生奉献给了我们这个家，在我成长的一路上，他勤劳的默默无闻的品质都对我形成了无声的激励和教育，也是父亲不顾家里的困难供我读书，毫无怨言地支持我，我能成为一名中科院的博士生，父亲是欣慰和骄傲的，接下来的路我会更加拼搏奋斗！

特别感谢我的母亲，是她在我还很小的时候，就一点一滴地教我读书，算数和做人识礼，启蒙了我学习的爱好和动力，自此我的每一步成长都倾注了她的心血，在我考博和读博期间更是如此，对于母亲的感情常常让我联想到自己的祖国母亲，所以母亲更是我生活的动力和勇气，感谢母亲对我的养育之恩与谆谆教诲，祝愿我的母亲健康幸福。我和弟弟从小到大我们一起成长进步，无论谁有进步都能构成对彼此的鼓舞，特别感谢弟弟对我的理解和支持！特别感谢我的爱人在我读博期间给予了我的支持和照顾，和我一起分担忧愁、压力，他在学习和生活上都给了我不一样的角度理解生活和学习，陪我一起不断地成长。特别感谢读博期间我的公公和婆婆等家人对我的理解和支持！特别感谢我亲人般的良师益友们在读博期间对我的帮助和支持！



## 个人简历及攻读学位期间发表的学术论文与研究成果

### 作者简历:

2008年9月——2012年7月 中国矿业大学(北京)材料科学与工程系攻读并获工学学士学位

2013年9月——2015年7月 中国农业大学应用力学系攻读并获工学硕士学位

2015年9月——2021年7月 中国科学院力学研究所攻读工学博士学位

### 已发表(或接收)的学术论文:

[1]**Liu RX**, Pei DL, Wang YR. Experimental research on sound absorption properties of impedance gradient composite with multiphase. IOP Conference Series: Materials Science and Engineering, Volume 733, 2020:10.1088/1757-899X/733/1/012009. (EI)

[2]**Ruixia Liu**, Jie Zhang. Modeling and simulation of flexible axially moving beam[C]. 2021 6th International Conference on Intelligent Computing and Signal Processing (ICSP). (EI)

[3]**刘瑞霞**, 裴东亮, 王育人. 新型轻质阻尼基座设计与隔振性能研究[J]. 力学与实践(核心)

[4]Wang KJ, **Liu RX**, Wang HY. Incorporating ZnO Nanoparticles with PC61 BM as Electron Transporting Layer for Perovskite Solar Cells. Journal of nanoelectronics and optoelectronics. (SCI)

[5]**Ruixia Liu**, Dongliang Pei, Tao Yang, Boya Xiao, Kuo Yan, Wenshuai Xu and Yuren Wang. Strong sound absorption effect in broadband gap of local resonant acoustic woodpile with simple tetragonal lattice[J]. Crystals (SCI 已投)

[6]Tao Yang, Boya Xiao, **Ruixia Liu**, Dongliang Pei, Yu Liu, Heng Jiang, Yuren Wang. Acoustic valley edge states in spiral-based Metamaterials at sub-wavelength scale[J]. Applied Acoustics (SCI 已投)

[7]徐文帅, 蒙丹, 陈猛, 姜恒, 王育人, 刘宇, **刘瑞霞**. 椭圆声学超材料模型构建与带隙分析[C]. 第十六届船舶水下噪声学术讨论会.

[8]刘宇, 韩金花, 陈猛, 姜恒, 王育人, 徐文帅, **刘瑞霞**. 新型压电导电材料阻尼特性研究[C]. 第十六届船舶水下噪声学术讨论会

[9]杨洮, 裴东亮, 徐文帅, 闫阔, 刘宇, 刘瑞霞等. 基于带隙特性的手性声学超材料抑振特性研究. 第十七届船舶水下噪声学术讨论会.

[10]裴东亮, 杨洮, 徐文帅, 闫阔, 刘宇, 刘瑞霞等. 一种基于声子晶体的水声隐身结构设计. 第十七届船舶水下噪声学术讨论会.

#### 待发表学术论文

[1]Ruixia Liu, Tao Yang, Dongliang Pei, Yu Liu, Meng Chen, Heng Jiang and Yuren Wang. Sound absorption performance of material with multiple impedance gradients [J]. (In preparation)

[2]Ruixia Liu, Dongliang Pei, Tao Yang, Yu Liu, Meng Chen, Heng Jiang and Yuren Wang. Investigation on broadband sound absorption mechanism of a submerged hollow meta-structure under high hydrostatic pressure [J]. (In preparation)

[3]Ruixia Liu, Meng Chen, Heng Jiang and Yuren Wang. Topological valley states of acoustic bandgap at non-high symmetry points [J]. (In preparation)

#### 已发表专利:

[1]陈猛, 姜恒, 王育人, 蒙丹, 刘瑞霞. 一种宽频水下吸声材料及其制备方法. 2016.

[2]姜恒, 陈猛, 冯亚菲, 王育人, 刘瑞霞, 韩金花, 刘宇. 一种新型合成金属有机骨架复合膜的方法. 2017.

#### 待发表专利:

[1]刘瑞霞, 陈猛, 姜恒, 王育人, 一种多重梯度阻抗变化水下吸声材料及其制备方法.

[2]刘瑞霞, 姜恒, 陈猛, 王育人, 一种新型宽频耐压声子木堆超材料及其制备方法.