

一种基于开口空心球的声学超材料*

丁昌林 赵晓鹏[†] 郝丽梅 朱卫仁

(西北工业大学应用物理系, 西安 710129)

(2010年5月12日收到; 2010年6月13日收到修改稿)

提出了一种基于局域共振的开口空心球(spilt hollow spheres, SHS)模型, 数值计算和声学透射实验结果表明基于该模型的声学超材料可以实现负的弹性模量. 为了说明 SHS 的局域共振性质, 研究了微结构 SHS 几何尺寸(例如开口孔径 d 和空心球直径 D) 变化时材料的透射性质, 结果表明 SHS 的几何尺寸的改变对声学超材料的透射吸收峰频率有显著影响. 另外, 还研究了 SHS 不同排列方式对透射行为的影响, 发现单层样品中 SHS 单元数目以及晶格常数的变化不会引起谐振频率的变化, 但是随着 SHS 单元数目或者样品排列层数的增加, 材料的谐振强度可以得到明显增强.

关键词: 开口空心球(SHS), 声学超材料, 吸收峰, 等效弹性模量

PACS: 43.20.+g, 43.40.+s, 43.28.+h

1. 引言

人工设计的超材料可以实现自然界材料所无法实现的对波的控制. 在电磁学领域, 将周期排列开口谐振环^[1]和金属杆^[2]的两种结构组合在一起, 可以得到同时具有负磁导率和介电常数的左手材料^[3]; 且这种材料具有许多奇特的性质, 例如: 负折射、平板聚焦效应、反常多普勒效应、回波效应、隐身等^[3-14], 这些奇特性质改变了人们对传统材料的认识, 有可能实现很多我们无法想象的新应用.

由于电磁波和声波的相似性, 声学超材料的研究也成为目前的热点. Sheng 等^[15]提出局域共振思想, 首次在声学领域实现了负的质量密度^[16], 随后发展了一种薄膜型负质量声学超材料^[17,18]. Fang 等^[19]制备的一维 Helmholtz 共振器阵列在实验中实现了负的弹性模量, 为制备负弹性模量声学超材料^[20-22]提供了很好的设计思想. 基于局域共振模型, 研究者们理论上分别在流体基底和固体基底中实现了同时具有负弹性模量和质量密度的声学双负超材料^[23,24]. 然而, 目前在声学超材料领域, 对局域共振微结构的研究相对较少, 主要由于前述几种超材料制备比较困难. 本文首先提出了一种开口空

心球(SHS)共振微结构, 理论计算和透射实验表明这种结构的阵列可以实现负的弹性模量. 同时进一步研究了 SHS 几何尺寸与共振频率的关系以及 SHS 排列方式对声学超材料透射行为的影响. 通过对共振微结构的研究, 能够更好的理解其谐振机理及谐振的影响因素. 因此, 在实际应用中, 可以根据需要设计不同频段的负弹性模量声学超材料.

2. 样品和实验设备

SHS 为一种微结构单元, 由空心球钻孔制备而成, 图 1(a) 表示排列有 SHS 结构的声学超材料, 图 1(b) 表示 SHS 的横截面图. 类似于电磁学中的开口谐振环, SHS 单元可以等效为 L - C 谐振电路, SHS 的空心体腔等效为声容 $C_0 = V/(\rho_0 c_0^2)$, 开口孔等效为声感 $L_0 = \rho_0 d_{\text{eff}}/S_1$, 其中 ρ_0, c_0 为声媒质的密度和声速, V 为空心体腔的体积, $S_1 = \pi(d/2)^2$ 为开口孔的截面积, $d_{\text{eff}} = t + 1.8\sqrt{d}$ 为开口孔的等效长度. 通过计算, L - C 电路的谐振频率为

$$f_0 = \frac{1}{2\pi \sqrt{L_0 \cdot C_0}} = \frac{c_0}{2\pi \sqrt{\frac{V d_{\text{eff}}}{S_1}}}$$

* 国家自然科学基金(批准号: 50632030, 50872113, 50936002)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: xpzhao@nwpu.edu.cn

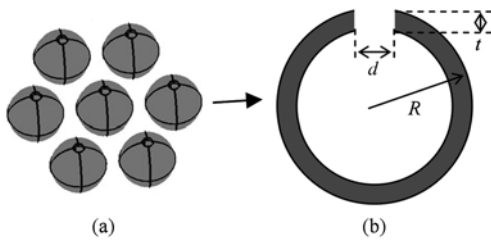


图1 SHS超材料的结构图 (a)排列SHS结构的声学超材料; (b)单个SHS的二维横截面图, $D=2R=25\text{ mm}$, 壁厚 $=0.7\text{ mm}$, $d=5\text{ mm}$

实验中制备了三种尺寸相同的样品, 均为直径 100 mm , 厚 40 mm 的圆盘. 样品 A 为纯的海绵; 样品 B 由在海绵基底上周期填充 SHS 制备而成, 排列方式如图 1(a) 所示, 材料的晶格常数为 30 mm ; 样品 C 由在海绵基底上周期填充直径 25 mm , 壁厚 0.7 mm 的空心球 (HS) 组成, 排列方式和样品 B 相同.

实验装置为声望阻抗管测试系统. 将样品放置于阻抗管中, 利用四个麦克风测试管中固定位置的声压, 通过传递函数法计算得到样品的透射率和透射相位性质.

3. 实验结果与讨论

3.1. 负弹性模量的声学超材料

图 2(a) 和 (b) 分别表示样品 A, B, C 的透射率曲线和透射相位曲线, 从图中可以看出, 样品 A 和样品 C 的透射率均随着声波频率的增加而均匀变化, 相比而言, 样品 A 的透射率较大, 主要由于空心球的散射损耗使得样品 C 的透射率降低; 同时, 这两种样品的透射相位也随着频率变化而均匀变化, 而样品 C 的相位幅值相对较大, 主要由于空心球散射作用存在一定的相位变化. 对比前述两种样品, 样品 B 的透射率曲线在 $f=1300\text{ Hz}$ 附近出现强烈的吸收峰, 其他频段的透射率大小与样品 C 基本一致; 另外, 样品 B 的透射相位曲线也不同于 A, C, 在透射曲线所示的吸收峰频段 ($f=1300\text{ Hz}$ 附近), 相位出现强烈的突变. 由于样品 B 与 C 仅仅存在填充单元的区别, 即透射性质的差异来自于 SHS 的开口孔洞, 因此, SHS 可以看成谐振单元, 在共振频段具有谐振性质. 根据谐振材料的性质, 我们得到无损材料的等效弹性模量公式^[19].

$$\frac{1}{E_{\text{eff}}} = \frac{1}{E_0} \left(\frac{F\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2} \right).$$

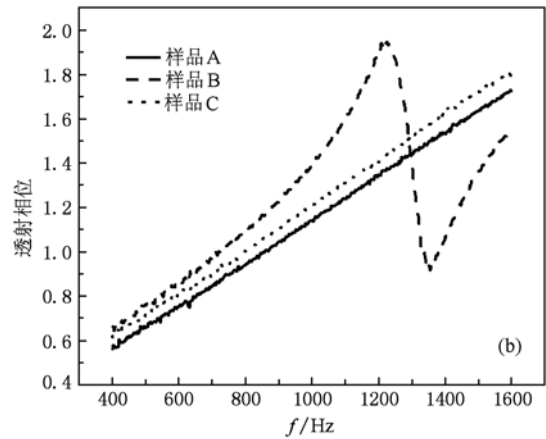
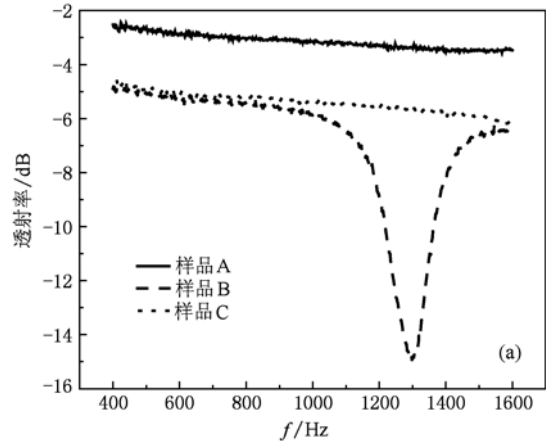


图2 样品 A, B, C 的透射性质图 (a)透射率曲线; (b)透射相位曲线

考虑到材料的损耗, 对上述公式进行修正, 可以得到等效弹性模量的洛伦兹形式

$$\frac{1}{E_{\text{eff}}} = \frac{1}{E_0} \left(1 - \frac{F\omega_0^2}{\omega^2 - \omega_0^2 + j\Gamma\omega} \right),$$

$F = V/(Sd_0)$ 为几何因子, ω_0 为谐振角频率, j 为虚数单位, Γ 为共振单元的散射损耗.

图 3 表示由洛伦兹公式计算的等效弹性模量随频率变化的曲线, 其中实线和虚线分别表示样品 B 等效弹性模量的实部和虚部. 从图中可以看出, 在 1300 Hz 附近, 材料等效弹性模量的实部为负, 且材料等效弹性模量的虚部也有很大的突变, 说明在 1300 Hz 附近材料中 SHS 微结构发生了谐振. 结合图 2 可以看出, 样品 B 出现吸收峰和相位突变的位置刚好在 1300 Hz 附近, 说明实验测试样品 B 的吸收峰和相位突变是由于 SHS 的局域共振产生的, 且在 SHS 的谐振频率附近, 材料等效弹性模量的实部

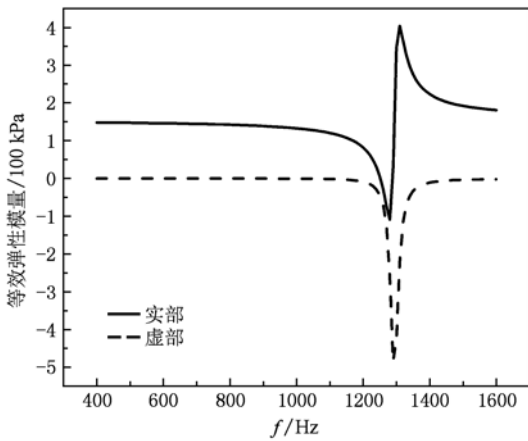


图3 SHS 超材料的等效弹性模量曲线

为负.

3.2. 不同开口孔径对样品透射性质的影响

由于 SHS 材料具有局域共振的性质, 结构单元的尺寸势必会影响整体材料的透射性质. 鉴于这个想法, 我们研究了不同开口孔径对声学超材料透射曲线的影响. 所选 SHS 的空心球直径为 25 mm, 壁厚 0.7 mm, 开口孔径 d 分别为 3, 4, 5, 6 mm. 将 SHS 单元排列于海绵基底中, 晶格常数为 30 mm. 实验测量的透射率曲线如图 4 所示.

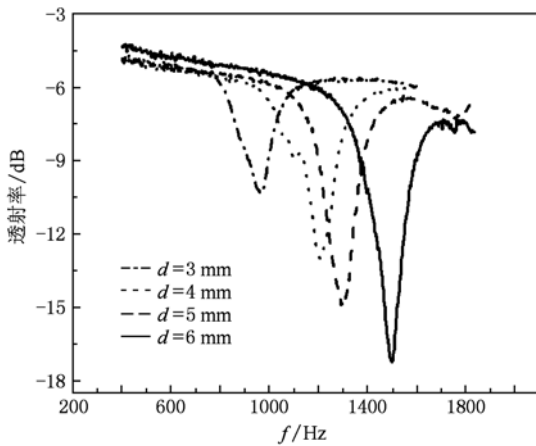


图4 不同开口孔径的 SHS 超材料的透射率曲线

从图中可以看出, 不同开口孔径的 SHS 单元组成的样品均出现透射吸收峰, 且随着孔径的增大, 吸收峰向高频移动, 吸收峰变得更深. 说明 SHS 开口孔处的声媒质参与了谐振, 因为随着开口孔径增大, 开口孔附近参与谐振的声媒质也会增多, 使得材料的谐振增强.

3.3. 不同空心球直径的样品透射性质

图 5 表示在 SHS 开口孔径为 4 mm, 空心球直径 D 分别为 10, 20, 25 mm 时声学超材料的透射率曲线, 三种 SHS 的球壁厚分别为 0.5, 0.9, 0.7 mm. 随着 SHS 球直径的增加, 材料的透射吸收峰向低频方向移动, 且吸收峰变得更深, 说明谐振强度随着 SHS 球直径的增加而增大, 此时空心球体腔中的声媒质参与了谐振, 随着空心球直径增加, 参与谐振的声媒质增多, 谐振强度增强.

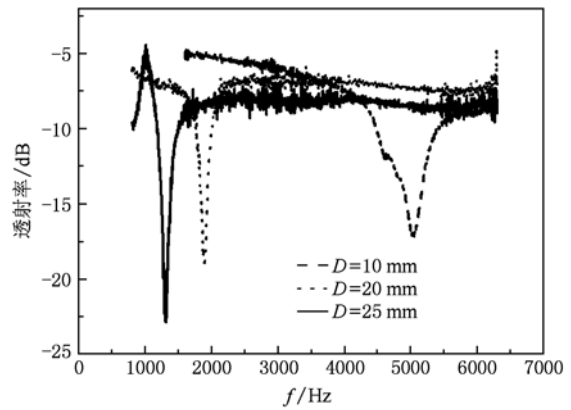


图5 不同空心球直径的 SHS 超材料的透射率曲线

鉴于上述两组实验结果, 我们知道 SHS 微结构几何尺寸的变化影响着整体材料的吸收峰的频段, 说明这种材料为局域共振材料.

3.4. 不同晶格常数的样品透射性质

图 6 表示直径为 25 mm, 开口孔径为 5 mm, 壁厚 0.7 mm 的 SHS 以不同晶格常数排列时材料的透射性质, 所选的晶格常数 a 为 30, 40, 50 mm. 由图可知, 随着晶格常数的变化, 材料的透射性质几乎不发生变化. 说明晶格常数对材料的吸收峰影响不大, 即同一个共振微结构在不同间隔排列方式下, 表现为相同的透射性质, 这种材料的吸收峰主要还是取决于单个微结构的性质.

3.5. 单层样品不同球数目的透射性质

通过上述讨论, 可以知道局域共振材料的透射性质仅仅决定于共振单元的本征性质, 与共振单元排列方式和数目没多大关系, 为了说明这个问题, 我们研究了在直径为 100 mm 的海绵圆盘上排列不同数目的 SHS 单元时 SHS 超材料的透射性质, 所选的 SHS 球直径为 25 mm, 开口孔径 5 mm, 壁厚 0.7 mm.

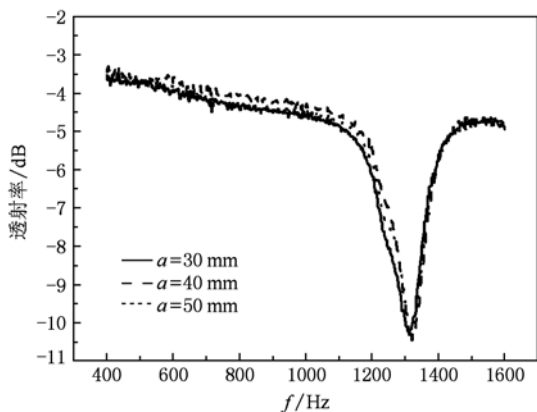


图6 不同晶格常数的SHS超材料的透射率曲线

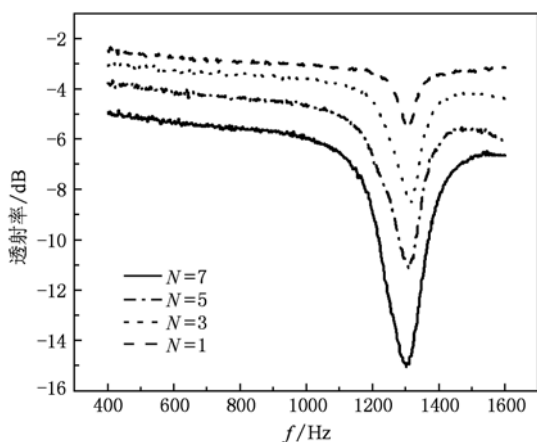


图7 不同单元数目的SHS超材料的透射率曲线

图7表示排列SHS单元数目 N 分别为1,3,5,7时材料的透射率曲线.从图中可以看出,排列不同数目的SHS组成的样品在 $f=1300$ Hz附近均出现了吸收峰.随着SHS单元数目的增加,谐振峰的位置稍微向低频方向移动,谐振峰的宽度并没有增大,说明整体上每个SHS谐振单元独立地发挥局域谐振功能,谐振单元之间虽然存在一定的耦合作用,但是耦合作用相对较弱.另外,透射吸收峰加深说明了谐振效应的增强,透射曲线整体向下平移是由于SHS的散射损耗所致.同时我们还可以看出,随着SHS数目的增加,材料的晶格常数也在减小,以上实验结果进一步说明,这种共振结构单元排列的晶格常数对材料谐振吸收峰的位置和宽度影响很小.

3.6. 不同层数样品的透射性质

由于材料具有可堆积性,我们研究了多层样品的透射性质.相对单层样品,多层样品可以看成三维的声学超材料,这也为声学超材料的发展提供了

很好的方法.为了实验的方便,我们只研究了双层样品的透射性质.图8给出了实验测试的单层样品B和双层样品B的透射率曲线和透射相位曲线,从图中可以看出,对比单层样品,双层样品的透射率整体向下平移了5 dB,主要由于开口空心球本身的散射损耗使得整体透射率下降;同时可以看出透射吸收峰的宽度和位置基本上没有改变,而谐振吸收峰变得更深,相位也有更大幅度的突变.实验结果表明此时每层SHS发挥谐振功能,SHS的谐振叠加在一起使得整体谐振更加强烈.

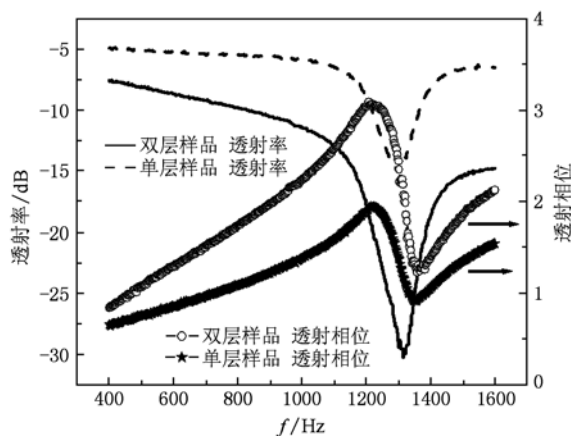


图8 不同层数的SHS超材料的透射性质

4. 结论

本文研究了基于SHS局域共振模型的声学超材料,理论计算和声学实验表明这种材料具有负的弹性模量.通过在不同参数情况下对这种声学超材料的研究,得到如下结论:

1. 声学超材料的吸收峰随着SHS微结构的开口孔径和空心球直径等几何尺寸的改变而变化,而改变SHS单元数目、材料的晶格常数以及排列方式等并没有改变材料的透射吸收峰的位置,说明SHS材料为局域共振型声学超材料.

2. 增加谐振单元的数目,增加材料的层数,谐振会出现非常明显的增强,而吸收峰的宽度和位置并没有因此而改变.另外,增加单元结构的空心球直径和开口孔径也可以增强材料的谐振强度.

由于这种材料具有很好的耦合性,类比于电磁学左手材料,在基底中排列另外一种负质量密度的微结构,有望实现声学双负超材料.本文研究的负弹性模量声学超材料也在声学隐身材料和声学亚波长成像等方面都有潜在应用.

- [1] Pendry J B 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 4773
- [2] Pendry J B, Holden A J, Robbins D J, Stewart W J 1999 *IEEE Trans. Microwave Theory. Tech* **47** 2075
- [3] Shelby R A, Smith D R, Schultz S 2001 *Science* **292** 77
- [4] Zhou X, Fu Q H, Zhao J, Yang Y, Zhao X P 2006 *Opt. Express* **14** 7188
- [5] Liu Y H, Luo C R, Zhao X P 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 5883 (in Chinese) [刘亚红、罗春荣、赵晓鹏 2007 物理学报 **56** 5883]
- [6] Zhu W R, Zhao X P 2009 *Chin. Phys. Lett.* **26** 074212
- [7] Zhou X, Zhao X P, Liu Y, 2008 *Opt. Express* **16** 7674
- [8] Liu H Y, lv Q, Luo H L, Wen S C 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 256 (in Chinese) [刘虹遥、吕强、罗海陆、文双春 2010 物理学报 **59** 256]
- [9] Liu H, Zhao X P, Yang Y, Li Q W, Lv J 2008 *Adv. Mater.* **20** 2050
- [10] Liu B Q, Zhao X P, Zhu W R, Luo W, Cheng X C 2008 *Adv. Funct. Mater.* **18** 3523
- [11] Seddon N, Bearpark T 2003 *Science* **302** 1537
- [12] Zhou J H, Liu H Y, Luo H L, Wen S C 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 7729 (in Chinese) [周建华、刘虹遥、罗海陆、文双春 2008 物理学报 **57** 7729]
- [13] Valentine J, Li J, Zentgraf T, Bartal G, Zhang X 2009 *Nat. Mater.* **8** 568
- [14] Ma H, Qu S B, Xu Z, Zhang J Q, Wang J F 2009 *Chin. Phys. B* **18** 1025
- [15] Liu Z Y, Zhang X, Mao Y, Zhu Y Y, Yang Z, Chan C T, Sheng P 2000 *Science* **289** 1734
- [16] Liu Z Y, Chan C T, Sheng P 2005 *Phys. Rev. B* **71** 014103
- [17] Yang Z, Mei J, Yang M, Chan N H, Sheng P 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 204301
- [18] Yang Z, Dai H M, Chan N H, Ma G C, Sheng P 2010 *Appl. Phys. Lett.* **96** 041906
- [19] Fang N, Xi D, Xu J, Ambati M, Srituravanich W, Sun C, Zhang X 2006 *Nat. Mater.* **5** 452
- [20] Lee S H, Park C M, Seo Y M, Wang Z G, Kim C K 2009 *J. Phys. : Condens. Matter.* **21** 175704
- [21] Cheng Y, Xu J Y, Liu X J 2008 *Phys. Rev. B* **77** 045134
- [22] Ding C L, Zhao X P 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 6351 (in Chinese) [丁昌林、赵晓鹏 2009 物理学报 **58** 6351]
- [23] Li J S, Chan C T 2004 *Phys. Rev. E* **70** 055602
- [24] Ding Y Q, Liu Z Y, Qiu C Y, Shi J 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 093904

Acoustic metamaterial with split hollow spheres*

Ding Chang-Lin Zhao Xiao-Peng[†] Hao Li-Mei Zhu Wei-Ren

(Department of Applied Physics, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710129, China)

(Received 12 May 2010; revised manuscript received 13 June 2010)

Abstract

We propose an acoustic metamaterial (AM) composed of local resonant split hollow sphere (SHS). The results of numerical simulation and acoustic experiment show that the effective modulus of the AM with SHS is negative. To further investigate the intrinsic resonant mechanism of the SHS, we study the transmission of the AM by adjusting the geometry sizes of the SHS, such as the diameter of split hole and the diameter of hollow sphere. It is found that the geometry sizes of SHS will greatly affect the frequency of transmission dip, say, the resonant frequency. Moreover, we investigate the effects of the arrangement in AM on transmission feature. When the lattice constant and the number of SHSs change, the frequency range of resonance in the single-layer AM keeps unchanged. However, the resonant intensity of AM becomes stronger with the increase of the number of SHSs in single layer and the number of SHS layers.

Keywords: split hollow sphere (SHS), acoustic metamaterial, transmission dip, effective modulus

PACS: 43.20.+g, 43.40.+s, 43.28.+h

* Project supported by the National Natural Science Foundation (Grant Nos. 50632030, 50872113, 50936002).

[†] Corresponding author. E-mail: xpzhao@nwpu.edu.cn