

三元周期结构声禁带形成机理^{*}

华 佳 张 舒 程建春[†]

(南京大学近代声学国家重点实验室, 南京 210093)

(2004 年 6 月 8 日收到, 2004 年 7 月 29 日收到修改稿)

研究了二维三元周期结构的声禁带加宽现象产生的物理机理. 用有限元方法分别计算了嵌入 1, 3 和 5 排铁柱和具有橡胶包层铁柱的周期复合结构的声能量传输谱和禁带形成过程. 通过比较二元和三元周期复合结构中的声场分布情况, 认为三元样品宽声禁带的形成机理是 Bragg 反射和局域化共振共同作用的结果, 前者在高频段的作用更为明显, 而后者在低频段起主要作用.

关键词: 三元周期结构, 声禁带, 局域共振, Bragg 反射

PACC: 4335, 3310G

1. 引 言

近年来, 在周期性复合材料中传播的声波或弹性波的禁带现象得到了广泛的关注^[1-6], 并进行了大量的理论和实验研究. 由于工程应用背景, 设计具有较宽禁带的周期结构是目前的研究方向之一. 研究表明正方阵列^[7,8]、六边形阵列^[9,10]和类 BN 结构^[11]等构成的周期性复合二维系统都能够产生较大的声带隙(ABG), 阻止禁带内声波的传播. 然而, 上述工作中的复合体一般都是二元材料(基体 + 嵌入), 声禁带的产生机理是由于声波或弹性波的 Bragg 反射. 2000 年, Liu 等人^[12]提出了三元复合材料的局域化共振结构, 在较低的频率范围内能够实现声禁带, 对声子晶体的设计带来了更大的研究空间.

最近, 我们报道^[13]了在二元周期结构中存在声禁带加宽的现象, 这一工作对工程应用中宽禁带声子晶体的设计有重要意义. 为了进一步澄清声禁带加宽现象产生的物理机理, 用有限元方法分别计算了嵌入 1, 3 和 5 排铁柱和具有橡胶包层铁柱的周期复合结构的声能量传输谱和禁带形成过程, 以及相应的声场分布. 通过比较二元与三元周期复合材料中的声场分布情况, 发现三元样品声禁带的形成机理是 Bragg 反射和局域化共振共同作用的结果. 在

低频段, 声波波长比复合结构的晶格常数大得多, 局域化共振起主要作用, 而在高频段, 声波波长比复合结构的晶格常数小或者相当, Bragg 反射的作用更为明显.

2. 二维 ABG 材料的能带结构 实验事实

采用二维正方阵列周期结构, 为了模拟 ΓX 和 ΓM 两个方向上弹性波的传播情况, 分别制备了 ΓX 方向和 ΓM 方向均垂直于材料厚度方向的两块外形尺寸为 $72\text{mm} \times 35\text{mm} \times 50\text{mm}$ 的二元和三元 ABG 样品. 其中 ΓX 方向的样品包含共 5 排 60 个铁柱单元, 而 ΓM 方向的样品包含共 7 排 59 个铁柱单元. 二元材料的晶格常数为 6mm , 铁柱直径为 4mm , 三元样品的晶格常数为 7mm , 铁柱直径为 4mm , 橡胶包层的厚度为 0.5mm . 图 1 为两个方向样品的横截面图, 插图表示正方形阵列的二维布里渊区.

实验中使用一对宽带发射/接收超声换能器, 其中心频率和直径分别为 1MHz 和 25mm (Panametrics 公司, V102). 超声发射源 (Panametrics 公司, 5052PR) 产生一个极短脉冲给发射换能器, 接收换能器的信号经放大后被采样 (频率为 100MHz), 然后由数字示波器 (Tektronix, TDS3032B) 进行快速傅里叶变换 (FFT), 得到能量传输谱. 为了减小随机误差, 实验中采用多次测量取平均, 然后对信号进行 FFT.

^{*} 国家杰出青年基金(批准号:10125417)和国家重点基础研究发展规划项目(批准号:51307)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: jcheng@nju.edu.cn

实验测得的二元和三元周期结构的能量传输谱分别 如图 2 所示.

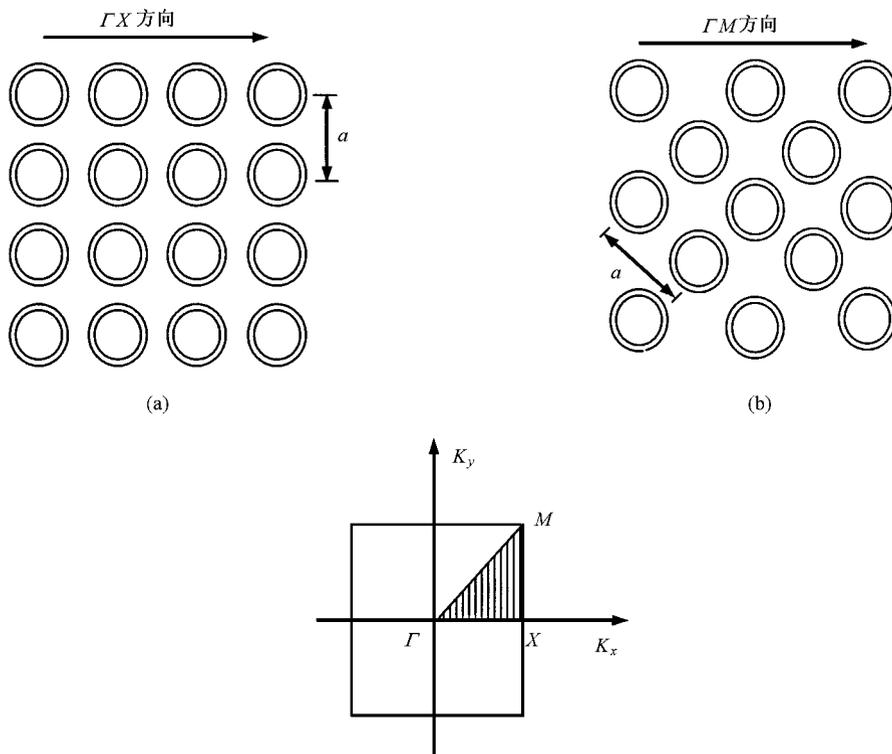


图 1 三元样品横截面示意图 (a)为 ΓX 方向;(b)为 ΓM 方向

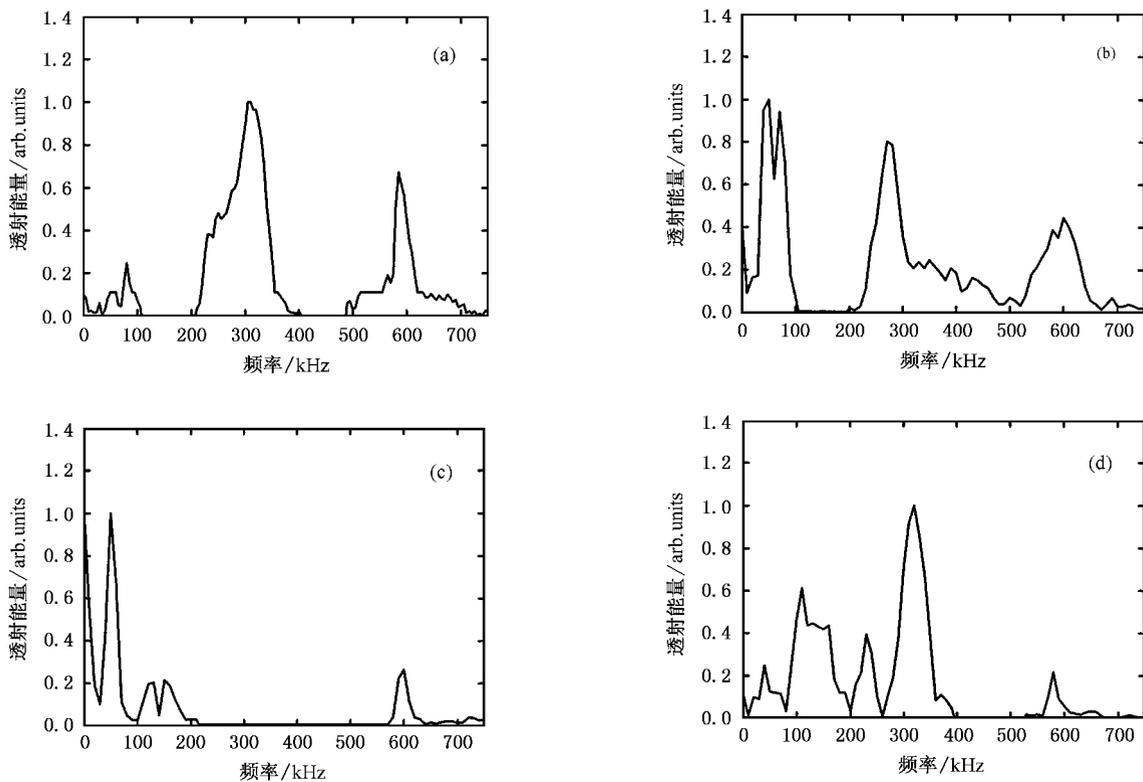


图 2 实验能量传输谱 二元样品 (a)为 ΓX 方向 (b)为 ΓM 方向;三元样品 (c)为 ΓX 方向 (d)为 ΓM 方向



由图 2(a)和(b)可看出, ΓX 和 ΓM 两个方向上都出现了明显的声禁带,前者出现两个禁带,位置分别为 100—200kHz 和 415—490kHz. 后者在 110—200kHz 频率范围内,声波衰减到噪声的水平而形成禁带. 与此相比,三元 ABG 材料沿 ΓX 方向从 220—560kHz 频率范围内声波能量都非常低,禁带后出现中心频率为 600kHz 的通带,如图 2(c). 在 ΓM 方向,声禁带位置出现在 400—530kHz 范围内.

比较图 2(a)与(c)可看出,三元样品在 ΓX 方向的禁带宽度远远大于二元样品,而由图 2(b)和(d),三元样品 ΓM 方向的禁带宽度却和二元样品相差不多(但位置不同). 显然这一现象不能单一地用 Bragg 反射或弹性波局域共振理论来解释,因为前者产生的禁带中心频率主要由晶格常数决定,禁带内某些频率超出了 Bragg 反射产生的条件,而后者导致的禁带位置和宽度只与中间包层本身的特性有关,与传播方向无关.

为了澄清三元 ABG 样品在 ΓX 方向出现宽禁带的物理机理,本文采用有限元方法详细计算了嵌入 1、3 和 5 排铁柱和具有橡胶包层铁柱的周期复合材料的声能量传输谱和禁带形成过程,以及复合结构内部各组成材料中的声场分布.

3. 声禁带形成和声场分布

首先分析二元周期复合材料中声禁带的形成过程. 在样品的一侧,入射波为经过 Gauss 调制的正弦波,其中心频率为 1MHz,与实验使用的信号一致,而在样品的另一侧,在正对发射信号的方向上,采集其纵向位移,得到传输能量谱. 计算中取铁、橡胶和环氧树脂的密度、杨氏模量和 Poisson 比,如表 1 所示.

表 1 理论计算中所取材料参数

| 材料 | 密度/ 10^3 kgm^{-3} | 杨氏模量/ Nm^{-2} | Poisson 比 |
|------|-----------------------------|------------------------|-----------|
| 铁 | 7.9 | 2.138×10^{11} | 0.29 |
| 环氧树脂 | 1.18 | 4.35×10^9 | 0.368 |
| 橡胶 | 1.3 | 1.18×10^5 | 0.469 |

图 3 和图 4 分别为环氧树脂基中嵌入 1、3 和 5 排铁柱时的能量传输谱,以及当入射声波频率为 430kHz 时的纵向位移场分布图(亮度表示振幅大小). 从图 3 可以明显看出,随着嵌入铁柱排数增加,声禁带逐步形成. 当排数增加到 5 时,禁带内的

信号基本达到噪声的水平,而 6 排和 6 排以上的情况,禁带位置与 5 排的基本一致.

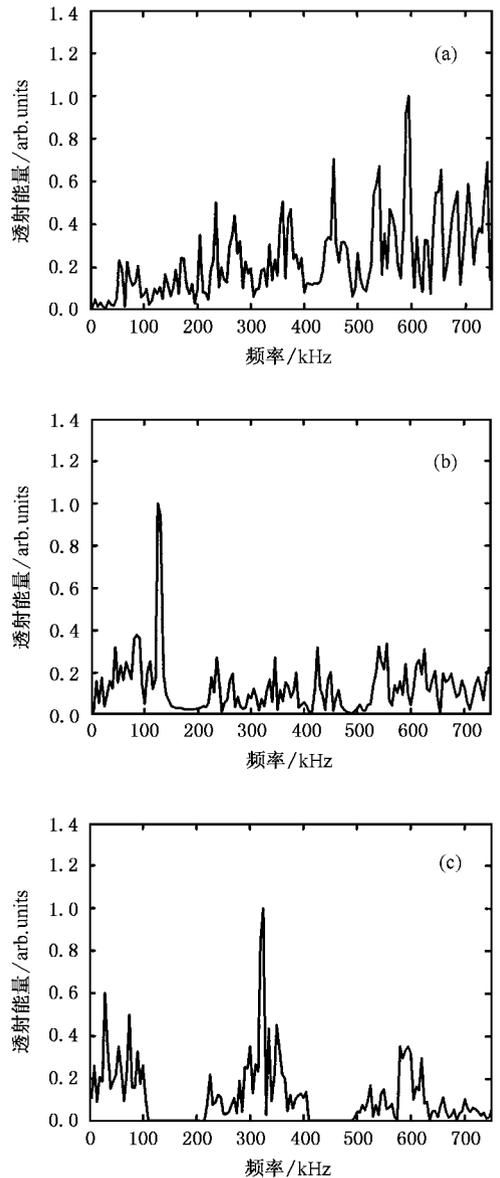


图 3 二元复合材料能量传输谱 (a)(b)和(c)分别对应于嵌入 1、3 和 5 排铁柱

从图 4 可以清楚看出声波在二元复合材料内部的传输情况:嵌入 1 排铁柱时,声波通过铁柱时的透射波和反射波的能量大致相当(能量由图中的灰度显示);嵌入 3 排铁柱时,透过第 3 排铁柱的声波能量已经明显小于透过前两排铁柱的声波的能量;嵌入 5 排铁柱时,由于声波的不断反射和干涉,几乎没有透射波,只有反射波,即 430kHz(在禁带内)这一频率的声波无法通过该 ABG 材料. 因此嵌入铁柱的周期性导致声波的 Bragg 反射是二元 ABG 复合材

料产生声禁带的主要原因.

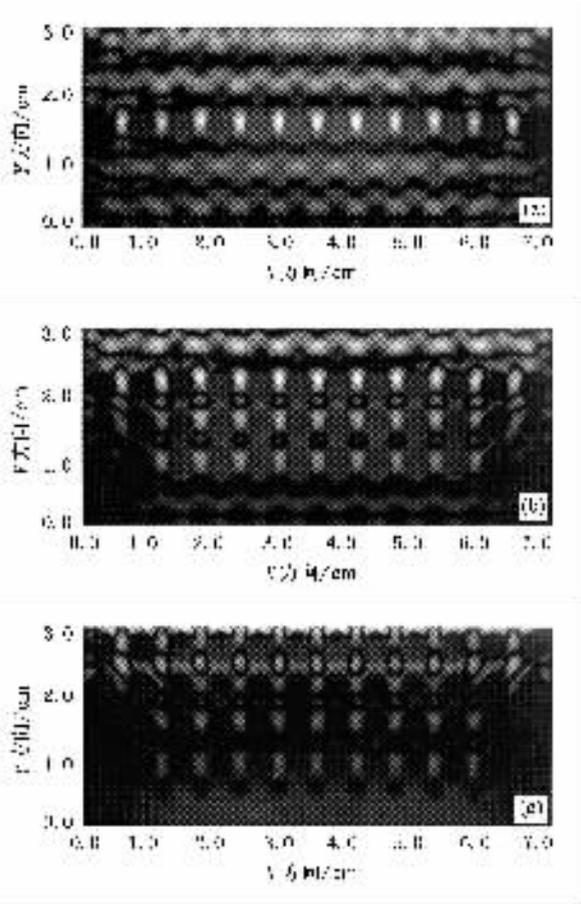


图 4 二元复合材料内声波纵向位移场分布图 (a)(b)和(c) 嵌入情况同图 3

图 5 和图 6 分别为环氧树脂基质内嵌入 1, 3 和 5 排含有橡胶包层铁柱时的能量传输谱图和当入射声波频率为 240kHz 时纵向位移场分布图. 可以明显看出, 随着嵌入铁柱单元排数的增加, 声禁带逐渐出现的过程. 从图 6 可清楚看出三元复合材料内纵向位移场分布, 与二元复合材料内部的声场不同, 三元复合材料内部的声场分布中看不出声波的反射和透射, 而只能观察到在橡胶包层内声波的振幅非常大, 超过了环氧树脂层中的声波振幅, 即橡胶层内产生了局域共振现象, 位于局域共振频段内的声波能量被局限在了中间包层中, 而无法通过样品, 产生声禁带. 亦即 240kHz 这一频率正好位于由局域化共振所导致的声禁带中.

4. 三元复合结构宽禁带的产生机理

根据以上分析可知, 散射体的周期性排列和中间包层内的局域化共振是导致声禁带产生的原因.

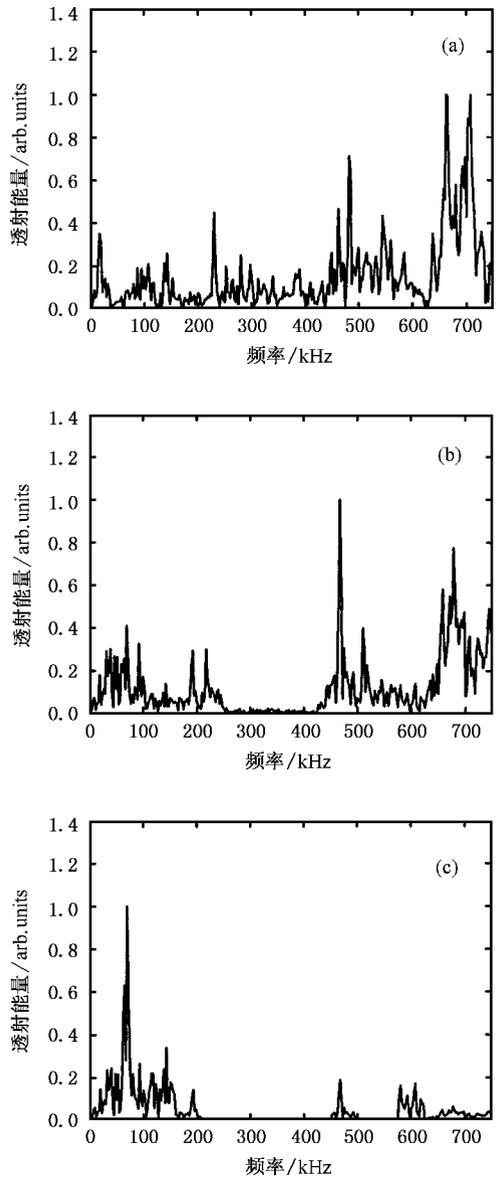


图 5 含有中间橡胶包层的三元复合材料能量传输谱 (a)(b) 和(c) 嵌入情况同图 3

由于三元 ABC 复合材料既有周期性结构, 又有中间包层, 同时, 图 7(c) 和(d) 表明 ΓX 和 ΓM 两个方向上的声能带结构完全不同. 因此我们设想, 三元复合材料的声禁带应是由周期性结构和局域化共振共同作用的结果. 为验证这一想法, 分别计算了两个典型频率(240 和 510kHz), ΓX 和 ΓM 两个方向上三元复合结构内的声场分布情况, 如图 7 所示.

比较图 7(a) 与(c), 可以看出, 虽然同处于 ΓX 方向声禁带中, 但是 240 和 510kHz 的声场分布却有很大差异. 图 7(a) 表明, 频率为 240kHz 声波入射时, 橡胶包层中的声波振幅较大, 而环氧树脂层中的

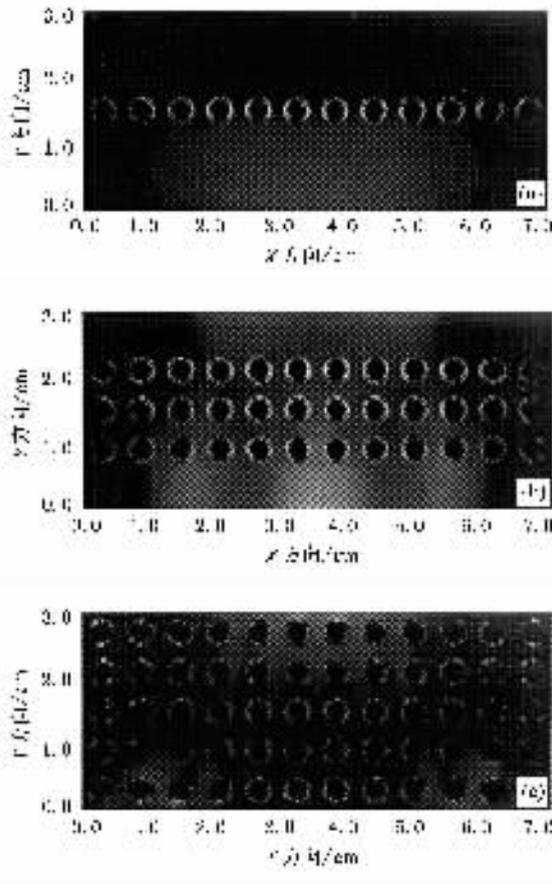


图 6 三元复合材料内声波纵向位移场分布图 (a)(b)和(c) 分别为嵌入 1,3 和 5 排具有橡胶包层的铁柱单元

声波振幅较小,即该频率的声能量主要集中在橡胶包层中,产生局域共振现象.而由图 7(c),频率为 510kHz 声波入射时,橡胶包层与环氧树脂层中的声波振幅相比,橡胶包层中的振幅较小,没有产生局域共振.环氧树脂层中的声能量也随着铁柱单元排数的增加而逐渐减小,直到减小到噪声的水平.因此,该频率声波在 TX 方向无法通过样品是由于周期排列发生 Bragg 反射的作用.

由图 7(b),频率为 240kHz(TM 方向的禁带外)声波入射时,橡胶包层和环氧树脂层中的声波振幅大致相当,亦即虽然该频率声波能够激励橡胶层进行较大振幅的振动,局域一部分声能量,但是由于散射体排列结构,无法在 TM 方向阻止 240kHz 声波的传播.由图 7(d),频率为 510kHz(TM 方向的禁带内)声波入射时,声能量主要集中在环氧树脂中,橡胶层中没有产生局域共振,而且声波振幅随着柱体单元的增加而逐渐减小,直到衰减到噪声的水平.因此,该频率声波在 TM 方向无法通过样品也是由于周期排列发生 Bragg 反射的作用.

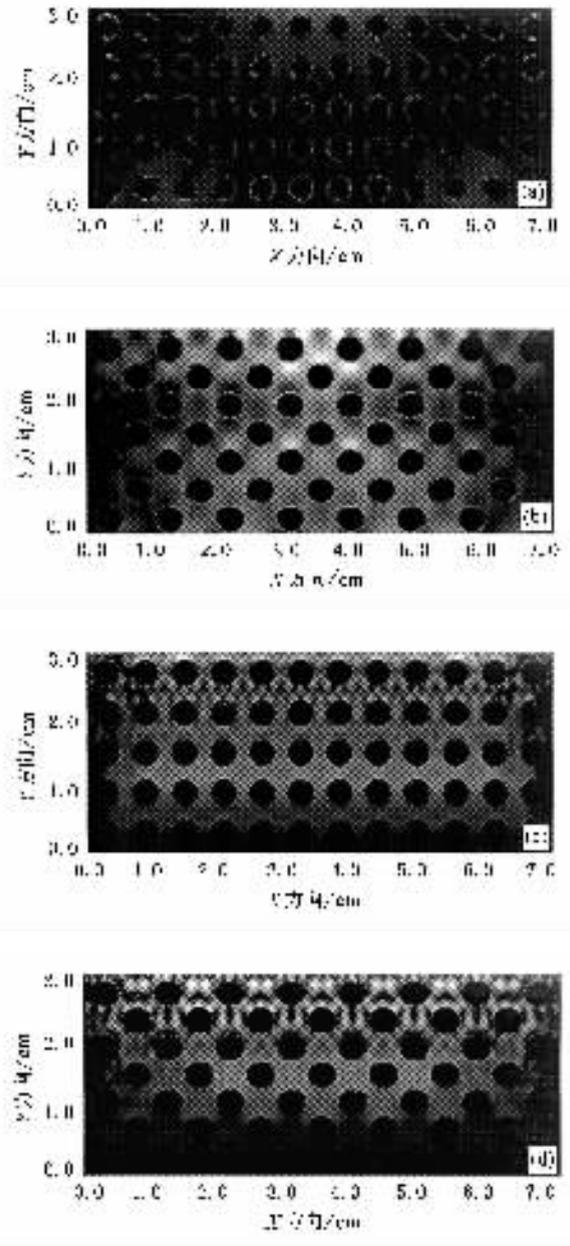


图 7 三元复合材料内声场分布图 (a)和(b)分别为 240kHz 时, TX 和 TM 方向的声场分布 (c)和(d)分别为 510kHz 时, TX 和 TM 方向的声场分布

通过上述比较和分析可知,频率为 240kHz 的声波能够激发橡胶包层的振动,从而局域能量,起到衰减声波的作用.而频率为 510kHz 的声波却无法激励橡胶层大振幅地振动,只能通过铁柱单元的周期性排列来达到衰减声波的目的.产生这种差异的原因可以从这两个频率所对应的声波波长来分析.前者对应的声波波长为 13.66mm,这个尺寸比样品的晶格常数大一倍左右,由于波长较长的声波较易产生局域共振现象^[12],所以该频率声波的衰减主要靠

橡胶层内的局域化共振,同时周期性结构也起一定的作用.而后者对应的声波波长为 6.43mm,这个尺寸与样品的晶格常数大致相同,而橡胶的振动需要一定的迟滞时间,所以较难激发橡胶层内的局域化共振.样品对该频率声波的衰减主要依靠嵌入柱体单元的周期性排列,即 Bragg 反射起了主要作用.

综上所述,三元样品对声波的衰减是 Bragg 反射和局域化共振共同作用的结果.在低频段,声波波长比晶格常数大得多,局域化共振起主要作用,而在高频段,声波波长比晶格常数小或者相当,周期排列产生的 Bragg 反射作用更为明显.

5. 结束语

本文提出了三元周期复合结构中声禁带形成的 Bragg 反射和局域化共存机理.用有限元方法分别计算了基材中嵌入 1、3 和 5 排铁柱和具有橡胶包层铁柱的周期复合结构的声能量传输谱和禁带形成过程,以及相应的声场分布.根据分析和比较,验证了二元 ABC 复合材料声禁带的产生机理——Bragg 反射,而 Bragg 反射和局域共振的共同作用导致三元 ABC 复合材料禁带的产生,并且在不同的频段,这两个因素所占的地位不同.

- [1] Sigalas M M and Economou E N 1993 *Solid State Commun.* **86** 141
 [2] Kushwaha M S *et al* 1994 *Phys. Rev. B* **49** 2313
 [3] Montero de Espinosa F R *et al* 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 1208
 [4] Torres M *et al* 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 3054
 [5] García-Pablos D *et al* 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 4349
 [6] Martínez-Sala R *et al* 1995 *Nature* **378** 241
 [7] Vasseur J O *et al* 1994 *J. Phys. Condens. Matter* **6** 8759

- [8] Kushwaha M S *et al* 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 2022
 [9] Sigalas M M and Economou E N 1994 *J. Appl. Phys.* **75** 2845
 [10] Kushwaha M S and Halevi P 1994 *Appl. Phys. Lett.* **64** 1085
 [11] Vasseur J O *et al* 1997 *J. Phys. Condens. Matter* **9** 7327
 [12] Liu Z *et al* 2000 *Science* **289** 1734
 [13] Zhang S and Cheng J C 2003 *Phys. Rev. B* **68** 245101

Mechanism of broad acoustic band-gap in the three-component composite *

Hua Jia Zhang Shu Cheng Jian-Chun[†]

(State Key Laboratory of Modern Acoustics, Nanjing University, Nanjing 210093, China)

(Received 8 June 2004 ; revised manuscript received 29 July 2004)

Abstract

Mechanism of broad acoustic band-gap in the two-dimensional three-component composite is investigated by calculating acoustic transmission spectra and acoustic fields for different inserted steel rows embedded in epoxy resin matrix with or without rubbers as the coating material. By comparing the acoustic fields inside the two- and three-component crystal slabs, one can conclude that the broad acoustic band-gap in the three-component crystal slab is formed by the coexistence of the Bragg reflection of a periodic structure and the localized resonance in the soft rubber. The former is evidence in higher frequency and the latter is dominant in lower frequency with the wavelength longer than that of the coating layer.

Keywords : three-component composite, acoustic band-gap, localized resonance, Bragg reflection

PACC : 4335, 3310G

* Project supported by the Funds for Outstanding Youth Researchers from the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10125417), and the State Key Development Program for Basic Research of China (Grant No. 51307).

[†] Corresponding author. E-mail : jccheng@nju.edu.cn