

◇ 汪承灏院士八十生辰学术论文 ◇

周期变截面波导中的多缺陷态*

刘婷^{1,2} 张川² 刘欢² 宋济钧² 薛九零² 樊亚仙¹ 陶智勇^{2†}

(1 纤维集成光学教育部重点实验室 哈尔滨 150001)

(2 哈尔滨工程大学理学院物理研究中心 哈尔滨 150001)

摘要 设计了一种具有对称结构的多缺陷周期变截面波导,并在其 Bragg 禁带中实现了多缺陷态的产生。研究表明,通过调整缺陷的个数和长度可实现对缺陷态数目的选择和对缺陷态中心频率的调谐。另外,改变重复周期个数可对缺陷态的带宽进行调节。通过对各缺陷态的声场分布进一步分析,我们发现声压沿波导中心轴呈对称或反对称分布。对称缺陷态的最大声能总是向长度较小的缺陷处偏移,而反对称缺陷态则相反,总是向长度较大的缺陷处偏移。利用这种偏移特性可实现对多缺陷态的声场调控。这不仅使我们对声缺陷态的认识更加深入,更有利于功能型声波器件的发展与应用。

关键词 变截面波导,周期结构,多缺陷态,对称与反对称

中图分类号: O424 文献标识码: A 文章编号: 1000-310X(2018)01-0168-07

DOI: 10.11684/j.issn.1000-310X.2018.01.024

Multi-defect states in a waveguide with periodically corrugated walls

LIU Ting^{1,2} ZHANG Chuan² LIU Huan² SONG Jijun² XUE Jiuling²FAN Yaxian¹ TAO Zhiyong²

(1 Key Laboratory of In-Fiber Integrated Optics, Ministry Education of China, Harbin Engineering University, Harbin 150001, China)

(2 Physics Research Center, College of Science, Harbin Engineering University, Harbin 150001, China)

Abstract A multi-defect waveguide with periodically corrugated boundaries has been designed, and the multi-defect states in Bragg bands has also been studied. Numerical simulations show that the number of defect states can be changed by altering the number of inserted defects. The center frequency of defect states can be tuned by adjusting the length of defects and the bandwidth of defect state can be enlarged or narrowed when increasing or decreasing the number of repetition periods. According to the distribution of the sound pressure along the center of the waveguide, the multi-defect states can be classified into the symmetric and anti-symmetric defect states. The localized sound energy of the symmetric defect state always shifts to a shorter defect. And for the antisymmetric defect state, on the contrary, it always moves to a longer defect. These characteristics can be used to control the sound field of multi-defect states, which not only enriches our knowledge on sound defect states but also plays a very important role on the development of functional devices.

Key words Waveguide with undulated walls, Periodic structures, Multi-defect states, Symmetric and anti-symmetric

2017-10-13 收稿; 2017-11-14 定稿

*国家自然科学基金项目 (11374071)

作者简介: 刘婷 (1987-), 女, 内蒙古包头人, 硕士研究生, 研究方向: 物理声学。

† 通讯作者 E-mail: zytao@hrbeu.edu.cn

1 引言

近年来,越来越多的研究人员对周期结构中波的传播特性产生了浓厚的兴趣,在研究过程中发现了很多新奇和有趣的物理现象,其中周期结构的谱带分裂是最具研究价值的物理现象之一^[1-3]。20世纪随着半导体技术的发展和应用,电子工业和现代信息化产业迅速崛起。随着电子信息产业规模的不断扩大,电子器件向低损耗、高精度、高稳定、高运行速度以及集成化的方向发展。因此,在电子产业发展到了极限时,由于光子具有携带的信息量大、光子间的相互作用小、损耗低以及在介质中传播速度快等优越性,科研人员把目光转移到光子器件的研究与开发上。光子在光子晶体中传播时,由于介电常数存在空间上的周期性,光波的色散曲线呈现周期性的带状结构,带与带之间称为带隙,即光子带隙。1987年,Yablonovitch和John分别独立提出了光子晶体这一新概念^[4-5],由此掀起了光子晶体的研究热潮^[6-8]。近年来,在天然晶体电子能带理论的启发下,人们打破了天然材料的限制,设计了人工的周期复合材料和结构,并通过能带设计来模拟天然晶格,使周期结构材料不断获得新的功能,也使周期结构的设计和研发进入了崭新的阶段。一种存在有弹性波禁带的周期复合材料——声子晶体也应运而生^[9-11]。1992年Sigalas和Economou首先从理论上证实了三维周期点阵结构中弹性波带隙的存在^[12]。1993年,Kushwaha等在研究二维周期介质时明确提出了声子晶体的概念^[13]。近十几年来,相关的理论和实验研究也已经证实了声子晶体禁带和通带的存在,这种特性同样可以用来调控声场和制备各种新颖的声学器件^[14-15]。与声子晶体相类似,声波在变截面周期结构中传播时,某些频率范围的波被抑制或衰减,导致谱带中形成禁带。但与传统的声子晶体相比,变截面周期结构对声波传输的效率更高、结构更简单、材料易于采购和制作,因此得到了研究人员的广泛关注^[16-18]。

掺杂缺陷使半导体材料中的周期场被破坏,在缺陷周围形成局域性的量子态——其对应的能级常常处在禁带中,这对半导体的性质起着决定性的影响。因此,半导体材料中掺杂缺陷的研究一直是半导体领域引人注目的热点课题^[19-21]。类比在半导体中掺入杂质缺陷可以控制半导体的导电性能,

在光子晶体中引入缺陷也可以改变和调控光子晶体的光传输特性。在光子晶体中引入缺陷,原有的周期结构被破坏,光子禁带中有可能出现频带极窄的杂质态,称为缺陷态。与缺陷态频率相同的光子会被局域在缺陷的位置,产生“光子局域”现象。当光子晶体中引入多个缺陷时,也会在禁带中形成杂质带。2004年,杜桂强和刘念华计算了含有多缺陷的一维光子晶体的透射谱,发现禁带中存在多个透射峰,并且透射谱具有镜像对称结构^[22]。与光子晶体类似,研究人员也可以通过引入缺陷来改变声波在声子晶体中的传播特性。2009年,钟兰花等利用超元胞的平面波展开法,计算了引入点缺陷的二维声子晶体的能带结构和压强分布^[23]。同年,代洪霞等研究了吸收声波的声子晶体材料对缺陷模的影响,并进一步得出了缺陷模的峰值衰减系数随周期数的增大而减小的结果^[24]。2011年,王林等研究了周期变截面波导中引入单个缺陷后,在非Bragg禁带中出现缺陷态的特性^[25]。

本文在变截面周期结构的基础上引入了多个缺陷,设计了具有对称结构的多缺陷周期变截面波导,并研究了多缺陷态特性与波导结构参数之间的关系。首先,本文数值模拟了多缺陷周期变截面波导的谱带特性,分析了缺陷个数与多缺陷态的对应关系。之后在固定缺陷个数的情况下,研究了多缺陷周期变截面波导的重复周期个数对多缺陷态带宽的影响。接下来通过改变多缺陷周期变截面波导中的缺陷长度来讨论多缺陷态的频移特性。最后对多缺陷态的声场分布特性进行了研究,通过改变波导中缺陷的长度来控制声场能量分布,可实现对声场能量局域特性的调控。

2 多缺陷态的产生

2.1 波导结构

周期变截面波导结构如图1(a)所示,它是由两种不同半径的圆管(粗管半径为44 mm,细管半径为36 mm)交替相接而成的管状周期结构。其周期长度 Λ 为60 mm,平均半径 r_0 为40 mm。我们以图1(a)中完美周期波导为基础,在其中心处增加了长度 L 为 0.5Λ 的细管作为缺陷,形成了图1(b)中具有单个缺陷的变截面波导结构。声波从波导的左端入射沿轴线向右传播,我们将波的传播方向记作 z 轴

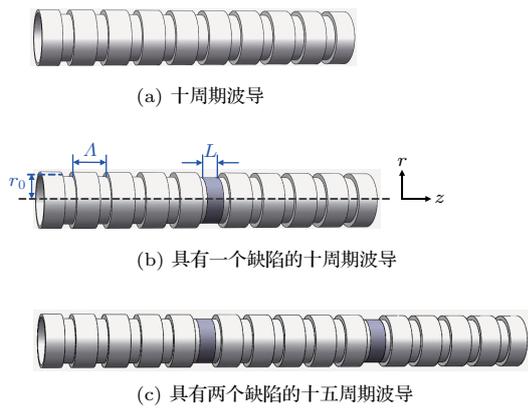


图1 周期变截面波导结构

Fig. 1 Acoustic waveguides with periodically corrugated walls

正向,垂直于 z 的方向为 r 方向。在周期结构中引入缺陷的方式有很多种,而保持周期结构的对称性可以使缺陷对声波的局域效果更加明显。我们设计了结构对称、具有多个缺陷的周期波导结构,它以五个周期作为一个重复单元,每增加一个缺陷,便增加一个重复单元结构,以此类推,从而保证了加入多个

缺陷后,波导结构仍具有很好的对称性。以图1(c)中的波导为例,双缺陷周期变截面波导由2个缺陷和3个重复单元构成,包含十五个周期。

2.2 谱带特性

声波在周期变截面波导中传播时,某些频率范围的波被抑制或衰减,导致谱带中形成禁带。声波通过图1(a)中的完美周期波导后,相同的径向模式共振(即Bragg共振)导致谱带的分裂,从而形成了图2中蓝色点划线所示的Bragg禁带,其频率范围在2300~3100 Hz。当在这种完美周期波导中引入一个缺陷后,结构如图1(b)所示,新产生的Bragg禁带比原Bragg禁带拓宽了300 Hz左右。更有趣的是,由于缺陷对声波的局域共振作用,在Bragg禁带的中心产生了一个带宽窄、透过率高的透射峰,即所谓的缺陷态。而当增加引入缺陷的个数时,Bragg禁带中透射峰的个数也增加,我们称之为多缺陷态。为了进一步研究周期变截面波导中引入缺陷的个数与透射谱中缺陷态的关系,我们在固定所有缺陷的长度 L 为 $0.5A$ 的情况下,将缺陷的个数从1增加

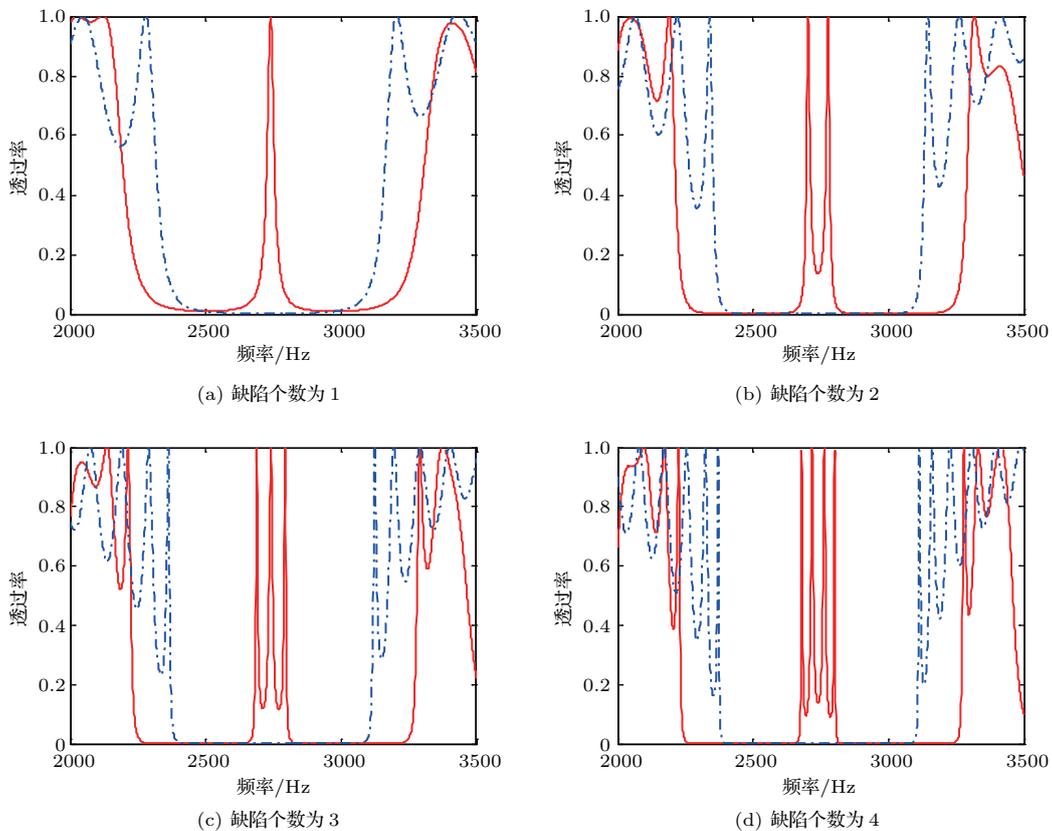


图2 加缺陷的周期变截面波导(实线)与完美周期波导(虚点划线)的透射谱对比

Fig. 2 Transmitted spectra of the waveguides with (solid lines) and without (dash-dot lines) defects

到了4。结果表明,缺陷态的个数与缺陷个数有明显的对应关系,如图2所示,Bragg禁带中透射峰的数目也从1增加到了4。将这种特性应用到多通道滤波器的设计当中,不仅能实现多通道滤波,还可以实现多通道滤波器的通道个数的调控。因此,我们所设计的具有多缺陷的周期变截面波导可推广到通道数可调的多通道滤波器的研制中。

2.3 周期个数对多缺陷态的影响

前面讨论了引入缺陷的个数与多缺陷态的关系,接下来我们来分析另一个影响多缺陷态的重要因素,即每个重复单元中周期的个数。首先,固定多缺陷周期变截面波导的缺陷个数为3,改变重复单元周期个数分别为3、4、5,这三种结构的透射谱如图3所示。其中点划线、虚线和实线分别为重复单元周期个数为3、4、5的三缺陷周期变截面波导的透射谱。由图3可知,重复周期个数为3的多缺陷态的带宽最宽,随着重复周期个数的增加,多缺陷态的带宽逐渐变窄,且多缺陷态之间的声衰减也越大。因此,通过增加或减少周期变截面波导的重复周期个数可以实现对多缺陷态带宽的调控,利用这种特性可以设计带宽可调的多通道声滤波器。

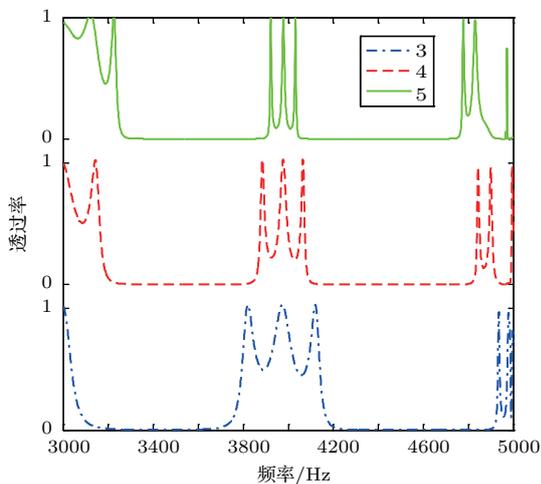


图3 不同重复周期的多缺陷态

Fig. 3 Multi-defect states with increasing number of repetitive periods

3 缺陷态的频移

2.2节中我们在固定缺陷长度的情况下,讨论了引入缺陷的个数与多缺陷态的关系,而在这一节中,我们反过来,固定引入的缺陷个数,重点研究缺陷的

长度对多缺陷态的影响。本文从结构较为简单的双缺陷周期变截面波导(如图1(c)所示)入手,来分析双缺陷周期变截面波导的频移特性,再进一步推广到更为复杂的、缺陷个数更多的周期变截面结构中。图2(b)展示了当两个缺陷长度为 $0.5A$ 时,双缺陷周期变截面波导的透射谱,可明显看出在Bragg禁带中心出现了两个部分频谱相连的缺陷态。为了进一步确定两个缺陷态的频移是否会互相影响,我们将离声波入射口最近的缺陷标记为缺陷1,由其局域声波而产生的缺陷态记为缺陷态1;另一个缺陷标记为缺陷2,产生的缺陷态记为缺陷态2。保持缺陷2的长度为 $0.5A$ 不变,改变缺陷1的长度从 $0.1A$ 增加到 $1A$,透射谱中两个缺陷态的中心频率随缺陷长度的变化如图4所示。图中由于缺陷1的长度逐渐增加,导致缺陷态1的中心频率(红色圆点)一直向低频移动,从 3122 Hz 移动到了 2389 Hz ;而缺陷2的长度一直没有变化,对应的缺陷态2的中心频率(蓝色三角)没有太大变化,只是在 2730 Hz 附近浮动。为了更准确地判断缺陷态1的变化规律,我们将缺陷2从结构中去掉,只保留缺陷1,改变其长度从 $0.1A$ 到 $1A$,最后将这种单缺陷周期变截面波导的缺陷态一并绘制于图4中作为参考。图4中单缺陷态(空心圆)与缺陷态1的中心频率变化规律一致,中心频率位置也基本重合。因此,可以证明缺陷态1的频移是由于缺陷1长度的变化而引起的,而没有频移的缺陷态2对应于长度固定的缺陷2。另外,当引入的两个相同长度缺陷($L = 0.5A$)时,由于波导结构具有良好的对称性,两个缺陷对声波的耦合作用

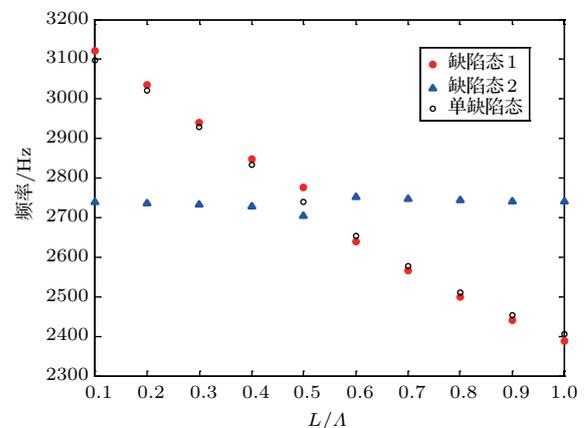


图4 缺陷态的中心频率随缺陷长度的变化

Fig. 4 Center frequency shifting of defect states with the defect length

达到了最强,且两个缺陷态的透过率最高。如果按照单缺陷态的频移特性来判断,两个缺陷态的中心频率应该重合在2740 Hz,而实际上缺陷态1和缺陷态2的中心频率并没有重合,而是存在着相互排斥的作用。图2(b)中缺陷态1的中心频率2777 Hz和缺陷态2的中心频率2704 Hz,它们以两个峰之间的谷2740 Hz为中心大致成对称分布,且透射峰只有部分重叠。这也进一步证明了对于我们所研究的多缺陷结构,可以实现对其中任一缺陷的调控,且它们的频移特性是相对独立的。这种双缺陷态的频移特性可推广到其他多缺陷周期变截面结构中。

4 多缺陷态声场调控

通过分析缺陷长度与缺陷态中心频率的关系,我们实现了通过改变缺陷的长度来实现对缺陷态中心频率的调控。接下来再深入到波导内部研究其声场分布,进一步分析多缺陷态的声场特性以及是否具有可调控性。

4.1 对称与反对称缺陷态

我们将图1(c)中的双缺陷周期变截面波导作为研究对象,首先从图2(b)的透射谱得到缺陷态1和缺陷态2的中心频率分别为2777 Hz和2704 Hz;然后将与两个缺陷态相对应的声场分布绘制于图5(a)中;从声压分布图可以明显看出缺陷态的声场分布特性,即声压最大值都集中在波导中的两个缺陷附近。最后将两个缺陷态中心频率下的波导 z 方向声压绘制于图5(b)中,横轴为波导 z 方向的距离,纵轴为归一化的声压。由于模型中的两个缺陷的长度相同,因此从波导 z 方向的声压图中可看到,局域在两个缺陷处的声压最大值也相同。与此同时,一个较为有趣的物理现象出现了,缺陷态1的声压分布沿波导中心呈对称分布,而缺陷态2的声压分布沿波导中心呈反对称分布。即在纵向声压图中,缺陷1处的两种缺陷态声压几乎重合在了一起,而在缺陷2处的两种缺陷态声压方向相反。

4.2 局域声场调控

与分析缺陷态频移的方法相似,我们固定缺陷2的长度为 0.5λ ,改变缺陷1的长度从 0.1λ 到 1λ ,观察缺陷态声场分布的变化。在4.1节中我们描述了两种缺陷态,即对称与反对称缺陷态,在这一节中我们重点研究这两种缺陷态随缺陷长度的变化。

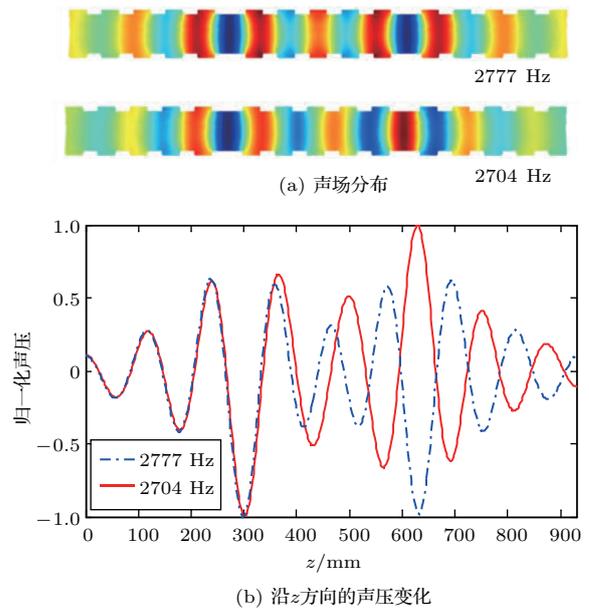


图5 对称缺陷态(2777 Hz)和反对称缺陷态(2704 Hz)的声场分布和沿 z 方向的声压变化

Fig. 5 Sound pressures of the symmetry (2777 Hz) and antisymmetry (2704 Hz) defect states and normalized sound pressures along z axis of the antisymmetry and symmetry defect states

首先,我们分两种情况来研究对称缺陷态与缺陷长度的关系。第一种情况:缺陷1的长度小于缺陷2的长度,以缺陷1的长度 0.3λ ,缺陷2长度 0.5λ 为例。通过计算得到对称缺陷态的中心频率为2940 Hz,并将其声场分布绘制于图6(a)中。当两个缺陷长度不一致时,会发现图中的两个缺陷态声场分布也不同,即局域化声场发生了偏移:声压最大值都集中在缺陷1附近,而缺陷2附近声压能量很低。第二种情况:缺陷1的长度大于缺陷2的长度,以缺陷1的长度 0.7λ ,缺陷2长度 0.5λ 为例。通过计算得到对称缺陷态的中心频率为2747 Hz,通过其声场分布图可看到,声压最大值都集中在缺陷2附近,而缺陷1附近声压能量衰减较大。通过对更多缺陷参数的计算,我们不难发现,对于对称缺陷态来说,当两个缺陷长度不相同,声压最大值总是被局域在长度较小的缺陷附近,而长度较大的缺陷附近声压衰减较为明显。因此,对称缺陷态的声能量总是向长度较小的缺陷处偏移。

另一方面,我们来研究反对称缺陷态与缺陷长度的关系。第一种情况,缺陷1的长度小于缺陷2的

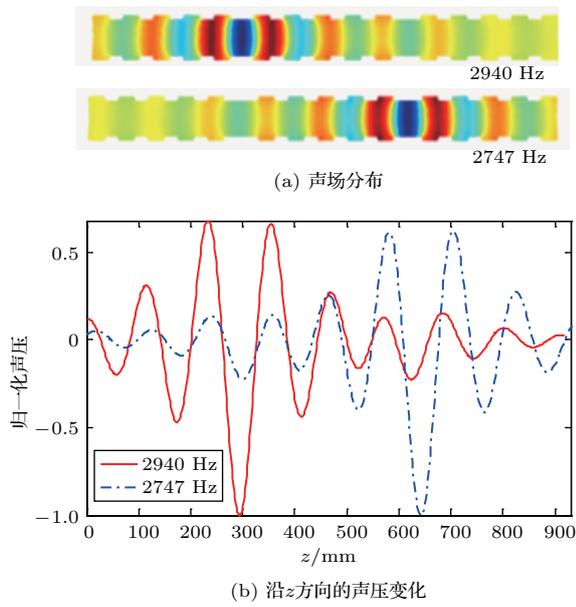


图6 对称缺陷态局域声场偏移

Fig. 6 Localized sound pressure shifting of the symmetry defect states

长度,以缺陷1的长度 0.3λ ,缺陷2长度 0.5λ 为例。通过计算得到对称缺陷态的中心频率为2734 Hz,图7(a)为其声场分布图。与对称缺陷态类似,两个缺陷长度不同,声压图中的缺陷态声场能量分布也会发生偏移。但与对称缺陷态不同的是,声压最大值都集中在缺陷2附近,而缺陷1附近声压能量很低。同样以缺陷1的长度 0.7λ ,缺陷2的长度 0.5λ 为例来分析第二种情况。在图7(a)中观察反对称缺陷态的中心频率2567 Hz下的声场分布:当缺陷1的长度大于缺陷2的长度时,声压最大值都集中在缺陷1附近,而缺陷2附近声压能量衰减较大。因此,对于反对称缺陷态来说,当两个缺陷长度不同时,声压最大值总是被局域在长度较大的缺陷附近,而长度较小的缺陷附近声压能量较低。与对称缺陷态相反,反对称缺陷态的声能量总是向长度较大的缺陷处偏移。总的来说,通过对多缺陷态声场分布的研究,可实现其对声能量局域作用的调控。

5 结论

在我们所设计的周期变截面波导中引入多个缺陷,从而形成了多缺陷态。研究表明,引入缺陷的个数与透射谱中缺陷态的个数相同,这意味着可以通过改变缺陷个数实现对通道个数的调控。缺

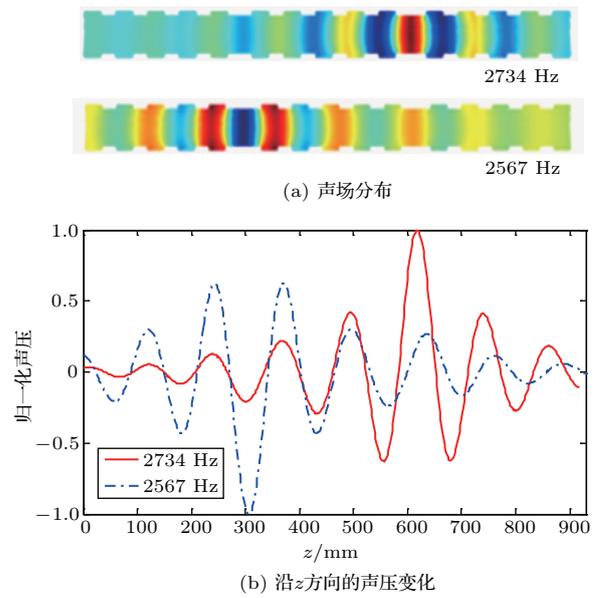


图7 反对称缺陷态局域声场偏移

Fig. 7 Localized sound pressure shifting of the antisymmetry defect states

陷态的带宽可以根据周期变截面波导的每个重复单元中包含的周期个数来调节:增加重复周期个数,缺陷态的带宽会变窄;减少重复周期个数,缺陷态的带宽会变宽。同样,研究多缺陷态的频移特性也具有很重要的意义。本文从研究双缺陷周期变截面波导入手,固定一个缺陷的长度,另一个缺陷长度从 0.1λ 变化到 1λ ,结果表明缺陷态的频移对应于该缺陷的长度变化:被固定的缺陷引发的缺陷态中心频率基本上变化不大,而长度一直增加的缺陷产生的缺陷态则一直向低频移动,从3122 Hz移动到了2389 Hz,且这两个缺陷态的频移相对独立。当两个缺陷长度相同的时,由于两个缺陷所局域声波的强烈耦合作用,导致一个特殊现象的出现:在透射谱中两个缺陷态部分相连,但它们的中心频率并不重合,而是关于单缺陷态的中心频率对称。

本文最后对多缺陷态的声场分布作了进一步的分析,发现了两种缺陷态,即对称缺陷态和反对称缺陷态。对称缺陷态的声压沿波导中心呈对称分布,而反对称缺陷态的声压沿波导中心呈反对称分布。当两个缺陷长度相同时,两种缺陷态在缺陷1处局域的声压相等,方向相同;而在缺陷2处局域的声压相等,方向相反。当两个缺陷长度不一致时,这两种缺陷态对声波的局域作用也不同:对称缺陷态的最大声压值总是被局域在长度较小的缺陷附近,而

长度较大的缺陷附近声压衰减较为明显;而反对称缺陷态的声压最大值总是被局域在长度较大的缺陷附近,而长度较小的缺陷附近声压能量较低。总之,对称缺陷态的最大声压总是向长度较小的缺陷处偏移,而反对称缺陷态的最大声压总是向长度较大的缺陷处偏移。因此,利用两种缺陷态对声波的不同局域特性可以实现对缺陷态局域声场的调控。通过对变截面多缺陷周期波导结构的设计可以实现波导中多缺陷态调控,为功能型波导器件的研制提供重要参考,同时,也进一步拓展了波导器件的应用范畴。

参 考 文 献

- [1] Zhang P, Crespi V H, Chang E, et al. Computational design of direct-bandgap semiconductors that lattice-match silicon[J]. *Nature*, 2001, 409(6816): 69–71.
- [2] Joannopoulos J D, Villeneuve P R, Fan S. Photonic crystals: putting a new twist on light[J]. *Nature*, 1997, 386(6621): 143–149.
- [3] Maldovan M. Sound and heat revolutions in phononics[J]. *Nature*, 2013, 503(7475): 209–217.
- [4] Yablonovitch E. Inhibited spontaneous emission in solid state physics and electronics[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, 58(20): 2059–2062.
- [5] John S. Strong localization of photons in certain disordered structures[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, 58(20): 2486–2489.
- [6] Liu C Y, Chen L W. Tunable photonic crystal waveguide coupler with nematic liquid crystals[J]. *IEEE. Photon. Technol. Lett.*, 2004, 16(8): 1849–1851.
- [7] Jiang C, Wang F, Ren H, et al. Channel drop filter in two-dimensional triangular lattice photonic crystals[J]. *J. Opt. Soc. Am. A.*, 2007, 24(10): 7–11.
- [8] Kim T T, Lee S G, Park H Y, et al. Asymmetric Mach-Zehnder filter based on self-collimation phenomenon in two-dimensional photonic crystals[J]. *Opt. Express.*, 2010, 18(6): 5384–5389.
- [9] Kushwaha M S, Halev P, Martinez G, et al. Theory of acoustic band structure of periodic elastic composites[J]. *Phys. Rev. B*, 1994, 49(4): 2313–2322.
- [10] 吴福根, 刘正猷, 刘有延. 二维周期性复合介质中弹性波的能带结构[J]. *声学学报*, 2001, 26(4): 319–323.
Wu Fugen, Liu Zhengyou, Liu Youting. Band structure of elastic waves in the two dimensional periodic composites[J]. *Acta Acustica*, 2001, 26(4): 319–323.
- [11] Yang S X, Page J H, Liu Z Y, et al. Focusing of sound in a 3D phononic crystal[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, 93(2): 024301.
- [12] Sigalas M M, Economou E N. Elastic and acoustic wave band structure[J]. *J. Sound. Vib.*, 1992, 158(2): 377–382.
- [13] Kushwaha M S, Halevi P, Dobrzynski L, et al. Acoustic band-structure of periodic elastic composites[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1993, 71(13): 2022–2025.
- [14] Khelif A, Choujaa A, Benchabane S, et al. Guiding and bending of acoustic waves in highly confined phononic crystal waveguides[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2004, 84(22): 4400–4402.
- [15] Lee I K, Kim Y J, Oh J H, et al. One-dimensional broadband phononic crystal filter with unit cells made of two non-uniform impedance-mirrored elements[J]. *AIP. Adv.*, 2013, 3(2): 022105.
- [16] Bostrom A. Passbands and stopbands for an electromagnetic waveguide with a periodically varying cross section[J]. *IEEE. T. Microw. Theory Tech.*, 1983, 31(9): 752–756.
- [17] Avrutsky I A., Svakhin A S, Sychugov V A. Interference phenomena in waveguides with two corrugated boundaries[J]. *J. Mod. Optic.*, 2007, 36(10): 1303–1320.
- [18] Sanyal G S, Mallick A K. Propagation through a rectangular waveguide with periodic cross-section[J]. *P. I. Mech. Eng. C-J. Mec.*, 2015, 24(5): 206–209.
- [19] King T C, Yang Y P, Liou Y S, et al. Tunable defect mode in a semiconductor-dielectric photonic crystal containing extrinsic semiconductor defect[J]. *Solid. State. Commun.*, 2012, 152(24): 2189–2192.
- [20] Colleoni D, Miceli G, Pasquarello A. Arsenic related defect states resonant with the semiconductor conduction band at the In_{0.53}Ga_{0.47}As/oxide interface: a density functional study[J]. *Microelectron. Eng.*, 2015, 147: 260–263.
- [21] Varley J B, Lord V, He X, et al. First principles calculations of point defect diffusion in CdS buffer layers: implications for Cu(In,Ga)(Se,S)₂ and Cu₂ZnSn(Se,S)₄-based thin-film photovoltaics[J]. *J. Appl. Phys.*, 2016, 119(2): 1–9.
- [22] 杜桂强, 刘念华. 具有镜像对称结构的一维光子晶体的透射谱[J]. *物理学报*, 2004, 53(4): 1095–1098.
Du Guiqiang, Liu Nianhua. Optical transmission spectra of one-dimensional photonic crystals with a mirror symmetry[J]. *Chinese. J. Phys.*, 2004, 53(4): 1095–1098.
- [23] 钟兰花, 吴福根, 彭程万. 二维点缺陷光子晶体中缺陷填充率对能带的影响[J]. *应用声学*, 2009, 28(2): 140–146.
Zhong Lanhua, Wu Fugen, Peng Chengwan. The influence of defect filling fraction on the energy band in 2D point defect phononic crystals[J]. *J. Appl. Acoust.*, 2009, 28(2): 140–146.
- [24] 代洪霞, 刘启能. 光子晶体材料的吸收对弹性波缺陷模的影响[J]. *应用声学*, 2009, 28(6): 459–464.
Dai Hongxia, Liu Qineng. Effect of absorption of impurity—doped 1D photonic crystal on its elastic wave defect mode[J]. *J. Appl. Acoust.*, 2009, 28(6): 459–464.
- [25] 王林, 陶智勇, 王新龙. 非 Bragg 禁带中的缺陷态[J]. *声学学报*, 2011, 36(2): 202–206.
Wang Lin, Tao Zhiyong, Wang Xinlong. Defect states in the non-Bragg band gaps[J]. *Acta Acustica*, 2011, 36(2): 202–206.