

声子晶体和声学超构材料^{*}

倪旭 张小柳 卢明辉 陈延峰[†]

(南京大学固体微结构物理国家重点实验室 南京大学现代工程与应用科学学院材料科学与工程系 南京 210093)

摘要 声子晶体和声学超构材料进一步拓展了自然界中声学材料的弹性波性质. 这种人工的复合结构材料, 由于其周期结构的布拉格散射和局域共振特性, 使得其具有奇异的色散特征, 在某些频段具有负的有效弹性参数, 带来了许多新颖的声学传播效应, 例如声子带隙效应、负折射效应、超棱镜效应、超透镜效应、异常透射效应、异常隔声效应等. 与此同时, 在声子晶体和声学超构材料表面, 一类具有亚波长特性的声表面倏逝波也引起了人们的关注, 研究其激发、传播、耦合的过程对揭示声子晶体和声学超构材料的奇异声传播效应的物理本质具有重要意义. 声子晶体和声学超构材料作为一类新型的人工声学结构材料, 在隔声、防振、热控制以及新型声学器件研发等方面具有巨大的应用前景. 文章综述了近十几年来国际国内关于声子晶体和声学超构材料的研究进展, 并对其未来的研究发展方向做一评述.

关键词 声学, 声子晶体, 声学超构材料, 声表面倏逝波

Phononic crystals and acoustic metamaterials

NI Xu ZHANG Xiao-Liu LU Ming-Hui CHEN Yan-Feng[†]

(Department of Materials Science and Engineering, College of Engineering and Applied Sciences, National Laboratory of Solid State Microstructures, Nanjing University, Nanjing 210093, China)

Abstract Phononic crystals and acoustic metamaterials have extended the elastic properties of acoustic materials in the natural world. This kind of artificial composite material, due to local Mie resonance and Bragg scattering of the periodic structure, exhibits exotic dispersion characteristics, which leads to negative effective elastic parameters in certain frequency ranges; this gives rise to many fascinating acoustic effects, such as phononic band gaps, negative refraction, superprisms, superlenses, hyperlenses, extraordinary transmission, and extraordinary sound shielding. In the meantime, a type of acoustic surface evanescent wave with subwavelength characteristics on the surface of phononic crystals and acoustic metamaterials has attracted new attention, and research on its excitation, propagation and coupling is very important for understanding the physical essence of the novel propagation effects in these materials. As a new class of artificial acoustic medium, they should provide plentiful potential applications in acoustic isolation, vibration control, heat manipulation, and the development of new acoustic devices. This paper will review the research on phononic crystals and acoustic metamaterials over the last ten years, and discuss possible future developments.

Keywords acoustics, phononic crystal, acoustic metamaterials, acoustic surface evanescent waves

1 引言

弹性波和电磁波能够用经典的波动函数来描述, 从工业到国防, 从医疗到人们日常生活, 它们都

^{*} 国家重点基础研究发展计划(批准号:2012CB921503)、国家自然科学基金(批准号:11134006;51032003)、江苏自然科学基金(批准号:BK2009007)资助项目

2012-09-06 收到

[†] 通讯联系人. Email: yfchen@nju.edu.cn

有着广泛的应用.1987年,光子晶体的概念被提出,这是一种折射率周期调制的复合结构材料,当光波在光子晶体中传播时,其情形与电子在真实晶体中的输运相类似^[1],光的色散具有能带结构特征.光子晶体这一概念的提出让人们迅速联想到布里渊(Brillouin)的经典著作^[2].布里渊认为,具有周期性的弦中的弹性波、电路中的电磁波、晶体中的电子都可以看成类似的系统,它们中会有一些共通的概念,比如布里渊区、布拉格散射(Bragg scattering)、布洛赫波(Bloch waves)、能带结构等,这些概念为不同形式的波(电子的概率波作为标量波,光波作为矢量波,弹性波作为张量波)所共有.因此,伴随光子晶体这一概念的产生,声子晶体也被提出用来描述一种体弹模量和质量密度等弹性参数周期性调制的人工复合结构材料,它与半导体超晶格调控电子一样,可以用来调控弹性波^[3].

近二十多年来,弹性波在人工结构材料中的传播被认为是非常有意义的研究课题,因为它具有许多独特的性质和效应,并且在国防以及国民经济、日常生活中有着重要的潜在应用.体弹模量和质量密度可实现周期性调制,并且调制周期与声波波长相当的人工结构拥有一些重要的性质,例如带隙、边界态^[4]以及慢声效应^[5],这些都和电子在真实晶体中的输运类似.更进一步,把人工结构材料的最小构成单元设计到深亚波长尺度,人工“原子”的局域振动也可以调控该声学结构的能带色散关系,从而改变声波的激发和传播,产生突破衍射极限的分辨率以及相关的一些新奇效应,例如负折射率、负弹性模量以及负密度,它们不同于传统的、自然界中现有的声学材料,它们是一类人工结构的复合声学材料,具有超常的物理性质,因此被称为声学超构材料.声学超构材料是一个新兴的研究领域,它极大地拓宽了传统声学材料的概念,有着奇异而有趣的物理效应,对声学器件的设计将会产生深刻的影响.

目前尚没有一个公认的声学超构材料的严格定义.一些研究人员认为,声学超构材料是由尺寸远小于波长的结构单元构成、并且有着奇异的反常规效应的声学人工结构,该结构可以在长波极限下反演得到相应的有效弹性参数.然而,另一些学者认为,声学超构材料这一概念应当包括声子晶体.实际上,最近有学者指出,声子晶体与声学超构材料这两个概念并没有明显的界限^[6].此时,具有深亚波长局域共振的声学结构材料,类似于非晶的紧束缚近似,由于近程紧束缚相互作用,它也能形成独特的能带结

构.我们认为,这类具有深亚波长色散特征的局域共振结构,也可以和声子晶体一起并称为人工声子带隙材料.本文并不希望局限于此类讨论,而是希望这个概念范畴更广一点,能从更广义的角度来评述声子晶体和声学超构材料这两类人工声子带隙材料的研究进展.

2 声子晶体和它的新奇性质

声子晶体是体弹模量和质量密度周期性调制的人工结构复合材料,它由阻抗失配较大的背景材料和周期性单元共同构成,由于周期性的布拉格散射以及局域性的单体米氏(Mie)散射,声子晶体能够产生新的色散关系和能带结构,这种色散关系不同于其构成单元和背景自身的色散关系.声子晶体按弹性波种类可以划分为两类:一类是用流体作为背景的流体波声子晶体;另一类是用弹性固体作为背景的弹性波声子晶体.在这篇综述中,我们主要关注流体波声子晶体,文末再过渡到弹性波声子晶体.

声子晶体中能带结构的形成机制已经被广泛研究,类似于半导体中存在价带、导带和带隙等能带特征,声子晶体也具有相应的通带、带隙等能带结构特征.在声子晶体的通带所处的频率范围,声波可以通过声子晶体,而在带隙所处的频率范围,声波则无法通过无限厚声子晶体.这是由于频率处于声子晶体的带隙时,声波的传播为带隙所禁止^[7],类似半导体中的能隙.正如半导体超晶格可以操纵电子能带一样,这种声子能带结构也提供了一种方式来操纵声子、调控声波以及其他弹性波的传播.

声子晶体的研究,出于隔声的需求和受半导体电子能带研究的影响,最初主要集中在能带结构及其产生机制方面.设计具有全方向带隙的声子晶体,需要设计拥有不同单元或者不同点阵的结构.声子晶体的能带结构的剪裁,能够通过调节占空比或者采用新的具有不同弹性参数的材料来实现.另外,通过旋转各向异性的单元也能实现能带结构的调制^[8].一般来说,具有高质量密度背景和低质量密度单元的声子晶体能够产生全方向带隙,如果背景和单元在声速上有很大的反差,也会产生全方向带隙.此外,复式晶格结构也更容易产生全方向带隙.对于三维声子晶体,面心结构比体心结构更容易产生全方向带隙^[9].

为了更好地设计声子晶体以满足特定要求,研究人员发展了一系列模拟计算方法,包括平面波展

开方法,传输矩阵方法,多重散射理论方法,时域有限差分方法以及有限元方法.所有这些方法都有各自的优势与不足.最近,遗传算法被提出,依据特定的设计目的选用合适的参量,可以更好地优化声子晶体的结构参数^[10].

通过精确地设计声子晶体的能带结构,研究人员发现了许多新奇的物理效应.当声子晶体有一些点缺陷或线缺陷时,声子晶体带隙会出现缺陷能带,处于该模式中的弹性波会局域在点缺陷腔中,或者在线缺陷中传播,这些现象与光子晶体中光的传播类似.另外,声子晶体的动力学效应也引起人们很多关注.有学者研究了三维流体波声子晶体带隙中的隧穿现象,并且观察到超声速以及与慢波共振现象相联系的异常相位偏移^[11].最近,还有学者发现,在二维流体波声子晶体中狄拉克(Dirac)点附近有声波的布洛赫振荡效应,以及最大透射和拍频效应^[12].声波通过声子晶体的透射率反比于声子晶体的厚度,这和隧穿现象不同,因为在带隙中的隧穿随声子晶体厚度的增加是按指数衰减的.

此外,随着对声子晶体研究的深入,研究内容也从带隙转移到了带边,因为能带边缘处有很多新的效应,例如声波传播路径的弯折,群速度的强色散,以及超棱镜现象.更重要的是,通过调节流体波声子晶体在布里渊区的色散,研究人员同时从理论上和实验上观测到了首先是在光学超构材料研究中提出的负折射现象.声波负折射以及随之产生的声学超棱镜效应,也逐步成为流体波声子晶体研究的一个热点,引起了许多科学家的极大兴趣.流体波声子晶体中的负折射现象主要有两种机制:(1)第一能带布里渊区附近的强布拉格散射,一般不具有负的折射率^[13]; (2)第二能带的能带折叠,能产生回波负折射,这一点和具有双负弹性参数(负有效密度和负有效弹性模量)的声学超构材料相类似^[14].利用声子晶体的负折射效应能够实现点源的平板超透镜成像^[15].不仅如此,声子晶体由于其各向异性,声波在其中的传播比具有各向同性的声学超构材料更加复杂^[14].例如,流体中的声波由于只有单一的纵偏振,很难想象能够在流体声波中产生类似于光波通过双折射晶体时产生的双折射现象.然而,通过设计声子晶体的能带结构,利用声子晶体中高能带不同布洛赫波模式的交叠,可以在流体波声子晶体中观测到声波的双折射现象,并且同时观测到声波的双负折射现象和单一点源的双成像干涉效应^[16].此外,可调谐声波负折射也是负折射研究中非常重要的课

题.通过旋转流体波声子晶体中的方柱,利用对称性破缺导致的散射截面的变化,人们能够调控声子晶体的能带结构和色散,进而能够调控声波在其内部的传播,可以实现声波折射方向的调控^[17],并且能够据此调控声波单向传输现象的有无^[18].

为了从物理上更深刻地研究声波在流体波声子晶体中传播的物理本质,我们必须理解声子晶体中波的本征值问题.正如布洛赫所指出,在周期性结构中传播的波并不仅仅等同于受周期性调制的单一平面波.换句话说讲,声子晶体中的波是布洛赫波,它是一系列满足动量空间周期性的平面波的叠加.所以,布洛赫波的速度不同于每一个平面波的速度,而是由三种速度来描述:群速度,能流速度,以及相速度.有学者证明,布洛赫波的能流速度与群速度相等^[19].因此,我们把能流速度表示为其能带等频面的梯度,等频面的法线方向就是声波的传播方向.所以,通过设计声子晶体的能带和等频面,就能够调控声波的传播方向,而声波在声子晶体中的折射等传播现象就可以利用等频面来分析.

最近,光波的单向传输受到很多关注^[20],原因是集成光路中光的隔离器(optical isolators)必不可少.实际上,声波的单向传输也非常重要,因为它可以用在声成像以及声波通信等领域.根据对称性的基本原理,要实现波的单向传输,必须打破波传播过程中的时间反演对称性或空间反演对称性.而严格意义上的隔离,甚至要求在同时打破这两种对称性的基础上,实现散射矩阵的不对称,即具有特定的非互易效应.基于声波传播的特征,我们认为,具有打破时间反演或者空间反演对称性的单向不对称传播仍然具有非常重要的意义,例如声波二极管效应、整流效应等.因此,研究者先试图实现声波的不对称单向传播,并希望能在在此基础上实现严格的声波反向隔离.而通过研究发现,要利用声子晶体来实现声波的单向传输,目前可以通过两种方式来实现:一种是利用具有时间反演破缺的非线性效应^[21];另一种是利用具有空间反演破缺的衍射结构^[18].在文献[18]中,利用衍射结构带来的波矢跃迁机制使得声波从声子晶体的禁带移动到通带,从而实现了声波的单向传输(见图1),这种线性的单向传输,具有低阈值、高功率等优点,并且能够通过旋转方柱的方法来调控这种单向传输现象.

对声子晶体的研究表明,这种结构材料有广泛的潜在应用.它不仅能够用在声隔离、防震、慢波、声滤波、声波导、声波的准直和定向发射以及高分辨声

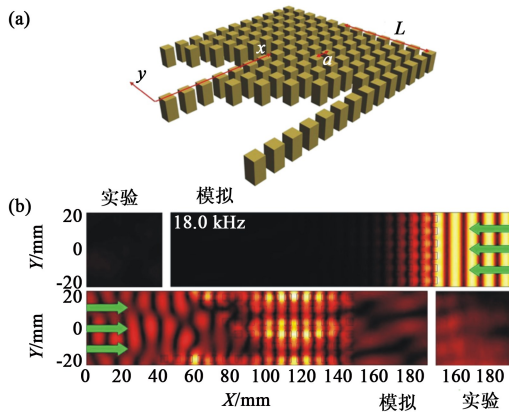


图1 (a)含有衍射结构的二维声子晶体结构示意图;(b)有限元模拟和实验测量的声场强度分布,频率18 kHz,从左右两种入射情形可以清楚地看到声波的单向不对称传播^[18]

成像^[22],而且最近还被用来结合变换声学去实现声波隐身^[23]、声伪装和声补偿。

3 声学超构材料

与真实晶体不同,人们可以有目的地改变声子晶体的点阵结构和点阵位置上的人工“原子”。利用远小于声波波长的人工“原子”就可以构建出声学超构材料。在这种材料中,单体振动源自于单个“原子”,并且它与源自晶格对称性的布拉格振动相互作用能够产生更加奇异的性质。

在光学中,与声学超构材料相对应的是光学超构材料,它们通常同时具有负的介电常数和负的磁导率,即具有负的有效折射率。相对于普通折射率材料,光学超构材料有许多新奇的性质,例如左手负折射效应、回波效应、反常切连科夫(Cherenkov)效应和反常多普勒效应等。相应地,研究人员很希望在声学超构材料中能同时实现负的质量密度和负的弹性模量,即负的有效声学折射率。尽管利用传统的声子晶体可以实现等效的负折射率^[24],但是它强烈的各向异性以及晶格常数所限制的分辨率也会阻碍它的实际应用。所以,在“原子”尺度上调制材料有效参数是很有意义的。显然,在“原子”尺度上设计的人工结构材料会比只具有简单“原子”的声子晶体具有更丰富的性能,并且研究人员期待能够发现一些奇异的、不依赖于空间对称性的新效应。与光学超构材料相类似,声学超构材料也能展现许多有趣的现象,例如低频带隙^[7]、负折射、超透镜^[25, 26]、隐身^[27]、波的局域化、慢波效应等。

对于大多数声子晶体,传统的声“原子”既没有负的质量密度,也没有负的弹性模量。然而,对于声

学超构材料,特殊的局域共振单元在长波近似下可认为是均匀的、具有有效的声学参数的人工“原子”。各种不同的人工“原子”有着它们自己的共振频率和特性。有学者认为^[28],目前人造声“原子”可以分为本征型和惯性型两类,本征型依赖于材料的本征声学参数(相速度),而惯性型与“原子”的尺寸和几何形状相关。然而,基于这样一个定义,这两种情形并不能被独立地区分开,因为“原子”可以同时对其几何形状和本征材料参数敏感。

如何设计声学超构材料中的声学“原子”是研究人员需要考虑的一个关键性问题。将亚波长局域共振单元作为人工“原子”是一个很好的解决方案,因为它构成的材料能够在特定的共振频率范围内,产生负的弹性模量或者负的质量密度,甚至两者同时为负。下面介绍3个具体的例子。第一,含有柱状和球状局域共振结构的三组元声子晶体,通过相干势近似^[29]分析,被证实具有由偶极振动引起的负质量密度^[30]。第二,在水中含有空气泡的声学超构材料,由于不同阶的米氏散射在不同频率处产生单极振动和偶极振动,能够显示出负的有效弹性模量和负的质量密度^[31]。第三,含有一列亚波长亥姆霍兹(Helmholtz)共振腔^[32]的声学超构材料,能够在单极共振频率处产生负的有效弹性模量^[33]。当人工“原子”设计好之后,如何得到它的有效弹性参数也是一个重要的问题,研究人员可以在长波近似下,通过透射和反射系数的反演来推出有效的质量密度和弹性模量^[34]。人工“原子”如果同时具有负的弹性模量和负的质量密度,这就意味着它具有负的有效折射率,这就有可能实现突破衍射极限的亚波长聚焦和超成像效应^[35](利用亥姆霍兹共振腔和时间反演方法也能够实现这一效应^[36])。

声学超构材料的有效折射率可以写为 $n = \sqrt{B_0 \rho_e / B_e \rho_0}$ 。其中 B_0 和 ρ_0 是体弹模量和质量密度的参考值,而 B_e 和 ρ_e 是有效的体弹模量和质量密度。尽管有效的负折射率需要体弹模量和质量密度同时为负,但是没有双负的有效弹性参数也是可以实现声能流的负折射效应的。类似电磁感应透明现象,负的群速度也能够实现,这与两个共振模式耦合带来的损耗有关。具有同极共振的两个振子能够实现声波负折射,只要它们之间的耦合足够强。这就提供了一个更加容易实施的思路来构造只含有单极振动“原子”的声学超构材料,因为要完全在现实中实现同时具有偶极和单极共振单元是相对困难的。

一般地说,由于局域共振单元的深亚波长特性,

声学超构材料可以看成是有着局域共振响应的各向同性的均匀介质. 人工“原子”通常是具有本征共振频率的力学振子, 尽管“原子”尺寸相对波长来说比较小, 但声学超构材料并不是静态的声学材料而是动态的有效介质. 虽然传统声子晶体也能展现等效的负弹性参量, 但声学超构材料的有效参数是通过单模近似^[37]严格推导出来的, 所以能够调控基本结构单元的声学超构材料就有更大的选择性, 以实现更多有趣的声学现象.

实际上, 采用局域共振单元来获得的负质量密度或负体弹模量的带宽一般比较窄, 所以研究人员开始考虑能否采用非局域共振方式来获得频率响应较宽的负参量, 他们发现, 用侧壁开有小孔的管子可以实现负的模量, 而用中间带有较大质量的小振子的非常薄的振膜的横振动, 可以获得负的有效密度, 并且将这两种结构组合之后可以在一维上实现宽频响应的双负参数^[38]. 而如果把这种思路拓展到二维或者三维, 将会是声学超构材料研究的一个非常重要的进展.

前面我们提到的声学超构材料都需要研究其是否具有负的弹性参量, 而实际上, 声学超构材料只要具有亚波长单元和特异的有效参数即可, 并不一定严格要求具有负的密度或弹性模量. 研究人员发现, 将各向异性的单元引入声学超构材料后, 能够使材料的有效参数呈现各向异性^[39], 这有助于实现声的地毯隐身^[40], 并且利用他们提到的宽频响应单元能够很好地实现声平板变折射率透镜^[41]. 另外, 研究人员要获得双负参数的一个很重要的目的是实现亚波长成像, 目前, 即便材料不具有双负参数而只具有各向异性密度, 此时去构造支持高波矢传输的色散关系, 就可以实现超级透镜(hyperlens), 从而传输或者放大倏逝波^[25, 26](见图2).

基于声学超构材料的研究发展, 变换声学(基于坐标变换的声学)在控制声波传播时所需要的苛刻的材料参数得到满足, 其中声学超构材料在隐身、伪装等方面的应用受到了极大的关注. 目前主要有两种方法设计声波隐身所需的超构材料: 一种超构材料是设计声学电路网络结构, 类比电路方程来设计声波的串联电感和并联电容, 通过改变亥姆霍兹共振器的尺寸来匹配理论计算的有效密度和弹性模量^[27](见图3). 另一种方法是结合变换声学和线性坐标变换设计出各向异性的材料参数, 并通过在长波近似下调制多孔塑料板的尺寸来实现所需的材料参数^[42]. 随着水和空气中都从实验上成功验证了声

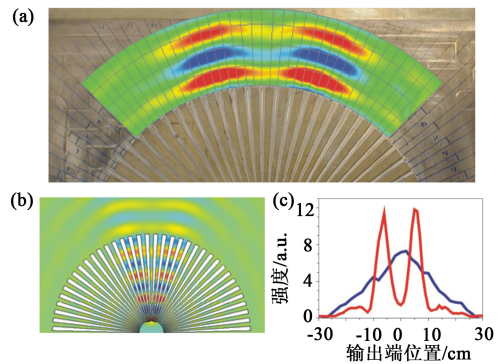


图2 (a)实验测量的超透镜外的声场分布, 可以发现, 含有亚波长信息的倏逝波转换为能够在自由空间传播的波, 从而能够从远场提取出亚波长信息; (b)两点源间隔亚波长距离分布在超透镜内侧, 其数值模拟的声场分布图; (c)声场强度沿超透镜外侧的强度分布, 红线是有超透镜存在的情况, 蓝线是没有超透镜存在的情况, 通过对比可以看到超透镜确实可以从远场提取亚波长信息^[26]

波的隐身效果, 这种调节材料有效参数的方法可以应用到其他变换声学的领域, 例如设计声波黑洞、声波幻象或者在声波中实现类光的一些新奇效应等.

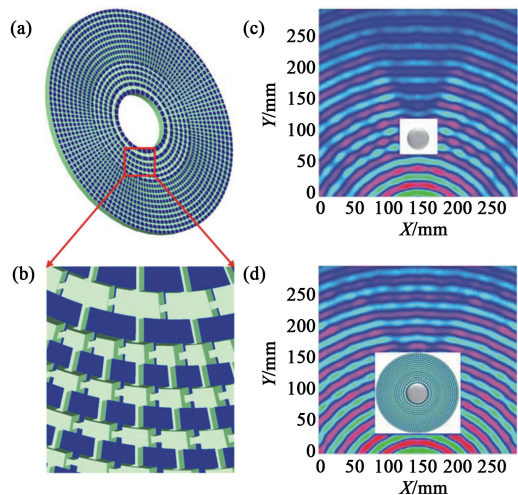


图3 (a)隐身衣结构示意图; (b)结构细节放大图; (c)没有隐身衣时的声场分布图, 从图中可以很明显的看到散射体对声波的散射; (d)隐身衣包裹散射体时的声场分布图, 从图中可以发现隐身衣外的声场与只有声源时的情形无异^[27]

上面我们提到的声学超构材料都是被动式的, 即结构固定后, 在特定声波频率下的有效参数也是固定的. 现在有研究人员考虑将压电材料引入到结构中, 从而主动地改变声场压强来控制有效参数, 他们在管子内部引入压电膜来实现可控的有效密度^[43], 在管子旁的亥姆霍兹腔内引入压电膜来实现可控的有效模量^[44], 我们认为, 这种可调的声波超构材料对于声波调制器和声调控的微流控芯片会有特殊的意义.

声学超构材料的另外一个研究趋势是弹性体超

构材料. 研究人员在弹性体超构材料中也发现了负有效参量, 并且能够利用这种材料控制横波与纵波的转换^[45]. 声学 and 光学人工超构材料都是自然界中不存在或者不常见的人工材料, 并且展现出新奇、不同寻常甚至违反常理的特性; 这些超构材料的亚波长特性也将有利于器件的尺寸缩小和提高器件集成度, 从而克服了声子晶体和光子晶体的不足之处.

4 在超构材料表面的声表面倏逝波

除了上面提到的声子晶体和声学超构材料中有趣的声物理效应和可能的应用之外, 在人工声子带隙材料的表面所激发的声表面倏逝波及其独特的性质也非常有趣. 因为声波的能量紧紧地束缚在人工声子带隙材料的表面, 声表面波的幅值在垂直于表面方向上指数衰减. 因而, 相对应的表面内能够产生较大的传播波矢量和较慢的传播速度, 从而带来令人期待的芯片级声器件的应用, 并且对于突破衍射极限分辨率的亚波长声聚焦和声成像具有重要的应用前景.

声表面倏逝波^[46, 47]能够在两个弹性参数异号的半无限大均匀流体的界面被激发(见图 4(a), (b)). 非常类似于金属表面等离激元, 声表面倏逝波存在的条件是: $k_z^I/\rho^I + k_z^{II}/\rho^{II} = 0$, 其面内传播波矢 k_y 可表示如下:

$$k_y = \omega \sqrt{(\rho^I \rho^{II} / ((\rho^{II})^2 - (\rho^I)^2)) (\rho^{II} / B^I - \rho^I / B^{II})}$$

其中 k_z^I, k_z^{II} 是区域 I、II 中波矢的 z 分量, ρ^I, ρ^{II} 和 B^I, B^{II} 是区域 I、II 中的材料密度和弹性模量, ω 是圆频率. 表面等离激元是由金属表面的电子等离子体的密度振荡所激发的, 由于其亚波长色散特征和表面场局域增强特性, 引起了许多科学家的研究兴趣. 同样的, 虽然声表面倏逝波的元激发依然还不清晰, 然而, 因其也具有亚波长的色散特征和表面局域场增强特性, 很容易让人想到声表面倏逝波也会具有一些可以与金属表面等离激元相类似的有趣现象, 比如增强透射、超透镜、分子中光的增强吸收以及表面增强拉曼(Raman)散射. 与表面等离激元类似, 可能激发声表面倏逝波的方式有衰减的全反射和通过相位匹配条件的栅耦合模式.

可是, 目前设计和制造具有双负参数的声学超构材料仍然是相对困难的. 所以, 很有必要来探索其他能够激发声表面倏逝波的方法. 例如, 我们能够减小传统声子晶体的厚度到单个“原子”层, 从而利用

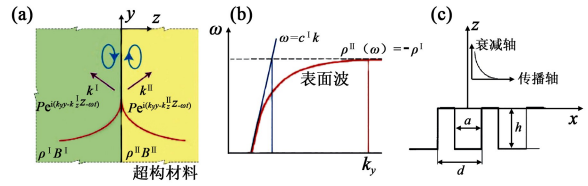


图 4 (a)两个半无限大介质界面处的表面态的示意图. 介质 I 有正的材料参数, 而介质 II 是具有异常材料参数的声学超构材料. 表面束缚态的场分布在界面处最强, 在垂直于界面方向按指数衰减; (b)质量密度异号的两半无限大介质界面的表面态色散^[46]; (c)矩形凹槽栅, 表面波沿周期方向传播^[48]

这个单层声子晶体来实现二维波的束缚. 正如我们所期待的那样, 声表面倏逝波确实能够在这种单层结构上被激发. 这种基于矩形凹槽栅^[48]的声表面倏逝波不同于传统的声表面波, 例如在流体-固体界面激发的瑞利(Rayleigh)波和兰姆(Lamb)波, 因为声表面倏逝波是纯的纵波. 在这种情况下(见图 4(c)), 平面内的传播波矢 k_x 和垂直方向的倏逝的波矢 k_z 分别表示如下:

$$k_x = k \sqrt{1 + a^2/d^2 \cdot \tan^2 k(h - a(\log 2)/\pi)}$$

$$k_z = jka/d \cdot \tanh k(h - a(\log 2)/\pi)$$

这里 a 是凹槽宽度, d 是周期, h 是凹槽厚度, k 和 k_x, k_z 分别是自由空间波矢及其 x, z 方向分量, j 为 $\sqrt{-1}$. 正如 k_x 的表达式所示, 因为声表面倏逝波的传播波矢 k_x 大于自由空间的波矢 k , 所以很有必要使用栅耦合来满足波矢的相位匹配条件. 从 k_x 和 k_z 的表达式可以看出, 厚度 h 是最重要的参数; 换言之, 对于纵波, h 决定局域的 Fabry-Pérot 共振. 所以能够推断出, 入射波和沿振动方向的局域振荡的本征模之间的耦合导致声表面倏逝波的激发. 局域的 Fabry-Pérot 共振使得在某些频率出现负的质量密度, 而周期倒格矢参与表面波矢量的相位匹配关系.

声表面倏逝波不仅能在声栅和空气的界面激发, 而且能够在声子晶体表面激发. 在带隙中, 声子晶体能够看成是具有单负参数的有效介质. 具体的表面共振态已经用超原胞方法或格林函数方法计算出来^[49]. 根据这种理论, 声表面倏逝波能够通过声子晶体表面近场附近放置点源或者用大角度入射的平面波, 在具有带隙的有限厚度的声子晶体的表面上激发.

声表面倏逝波已经被发现在人工声子带隙材料的奇异效应中展现作用, 包括声学异常透射、异常声屏蔽、声的准直和定向传输、声隧穿、波的局域场增强和慢波效应以及超透镜效应. 这里我们将重点评

述其在声波异常透射中的作用,因为它背后的物理和其他新奇效应是一样的.通过声表面倏逝波实现的声学异常透射与光学异常透射非常类似.声表面倏逝波是在没有类似于金属中等离子体一样的表面电荷密度振荡的亚波长声波系统中发现的,虽然不是亚波长光学系统中发现的,但是这也有利于理解光学异常透射现象.研究者从理论和实验上探索了一维狭缝声栅中的声学异常透射^[50],并且用严格耦合波近似的方法揭示,衍射波和波导 Fabry-Pérot 局域共振模的耦合在这种现象中起到了重要作用,这个工作和后来的文献报道的机理是一致的^[51].正如上面所讨论的,声栅表面的声表面倏逝波完全是由被狭缝衍射的入射波和局域共振本征模耦合所产生的.这种局域的 Fabry-Pérot 共振使得在某些频率有效质量密度呈现负值.尽管异常声学透射和异常光学透射的区别是明显的(在声学系统中,狭缝零阶传播模始终存在,但在光学亚波长系统中,金属缝隙则存在截止倏逝模),它们也有类似之处,即:对于电磁波,横向的表面电荷密度振荡和入射电磁波耦合,形成能带交叉的极化激元,导致表面等离子激元;而对于纵声波,纵向 Fabry-Pérot 共振和入射声波耦合,形成能带交叉的极化激元,产生声表面倏逝波.我们相信,这些结果为亚波长系统中异常透射问题的解决提供了重要的理论基础.

声表面倏逝波也在声学超构材料的亚波长成像效应中起着关键性作用.根据英国 Pendry 教授的理论^[35],为了得到突破瑞利衍射极限的高分辨率,必须在成像过程中尽可能收集倏逝波的全部信息.这就意味着在声波成像领域,如何收集声表面倏逝波是一个很重要的问题.下面举两个具体的例子:第一,具有高度各向异性双曲型等频面的声学超构材料,能够在远场实现亚波长细节的放大^[52].第二,具有平的等频面的二维声子晶体^[53],由于声表面倏逝模能够被声子晶体中的布洛赫模提取,也能实现亚波长成像.总之,不论对于基本理论的研究,还是超声应用(例如医学超声成像和潜艇声纳指向性函数的改进),探索如何实现声波亚波长成像是非常重要的,而实现这一目标的关键正是如何使用和控制声表面倏逝波.

5 结束语

体声波和其他形式的表面或者界面弹性波,例如兰姆波和瑞利波,可以用二维声子晶体和声学超

构材料平板来控制.这样可以将声子晶体和声学超构材料集成到较小尺度的声学芯片上,用来设计新型的用于信号处理和传感的、小型化的声表面波器件.然而,这些表面波是准二维波,并且有复杂的本征模式,计算这些能带结构的方法还需要发展.同时,制造这些器件化的表面波声子晶体和声学超构材料也是一个具有挑战性的研究课题,因为需要高频声源和电声探测以及微加工的工艺等相关技术集成.

另一个关注点是实现高频声子晶体和声学超构材料.太赫兹频率的声子带隙效应已经在胶体声子晶体中被观测到^[54].这个频率范围很重要,因为它介于低频体振动和原子热振动之间,并且对应于纳米材料的集体振动.这些现象对于纳米材料及其基本激发的理解至关重要,而且对于纳米材料的热输运的调控也非常重要.利用硅基高频声子晶体,可以调控硅基薄片的热导率,从而可以较大幅度地提高硅材料的热电系数,这对于研究高频声子晶体,尤其是纳米材料体系中的声子和电子、光子以及其他准粒子的相互作用具有重要意义,进而可以通过对声子的调控,实现对材料宏观热学、电学、力学、光学性质的量子调控.这将是声子晶体研究在凝聚态物理中的重要贡献,同时也具有重要的实用价值.

此外,在应用研究方面,人工声子带隙材料可以考虑与仿生学结合,因为生物界的一些结构具有无法比拟的优势,例如人耳识别系统、果蝇定向系统、大耳蝙蝠空间定位系统,如果人们能够学习这些结构,并且利用人工的声子晶体和声学超构材料来实现它,这也必将会是非常有意义的工作.另外,还可以考虑利用声学超构材料来疏导、吸收、耗散地震波,通过变换声学的方法将地震波牵引到人烟稀少地区,从而降低地震对于人类城市或者重要建筑物的伤害.也可以考虑如何设计声学超构材料才能将其应用到类似高速铁路、地铁等需要用到强隔声、隔振的机械领域,从而可以减小噪音,减小高速铁路火车车轮对铁轨等的破坏作用,这些都具有重要意义.因此,从应用需求上来看,声子晶体和声学超构材料的研究具有十分重要的现实意义.

近二十年,声学结构材料与光学结构材料并肩发展.尽管声波与光波有很大差异,但光学超构材料的研究促进了声学超构材料的发展.随着声学结构材料的频率越来越高,尺寸会越来越小,它会与光学结构材料产生物理性质上的交叠,会产生两者单独存在都无法发生的奇异现象,这促使了光机械晶体的发展.声子与光子的相互作用以及耦合会在人工

结构中起到重要作用,并且会为研究人员操控声波与光波提供新的平台。

总之,声波是一种重要的物质存在形式,是一种重要的信息载体。一方面,通过对声波传播参数的调控,能够实现对声波发射、传播、接收、处理和显示的操纵,这将在超声波无损检测、超声影像、声波通信领域以及声信息技术方面具有实际的应用价值。另一方面,对凝聚态固体物理中高频声子带隙材料的研究,可以实现与材料热学性质、电学特性相关的声子的量子调控,这一方向的研究内容包括基于声子晶体的微纳器件中声光相互作用,声子对光子带隙、声子对极化激元、声子对载流子和激子等粒子的作用以及它们之间的相互耦合效应等,这些问题的研究对实现微纳器件的宏观热学、电学、光学性质的量子调控均具有重要的理论和现实意义。因此,将人工声学结构材料的设计制备和这些结构中声学效应、量子效应的研究相结合,可以揭示更多新颖的物理效应,同时将促进新型声子通信器件、信息处理器件和热电器件的发展。有理由相信,这个领域的研究,对于新型信息技术和节能技术也都具有重要的意义。

参考文献

- [1] John S. Phys. Rev. Lett., 1987, 58:2486
- [2] Brillouin L. Wave propagation in periodic structures. New York: Dover Pubns, 2003
- [3] Kushwaha M S *et al.* Phys. Rev. Lett., 1993, 71:2022
- [4] Qiu C, Liu Z. Appl. Phys. Lett., 2006, 89:63106
- [5] Page J H *et al.* Science, 1996, 271:634
- [6] Ao X, Chan C T. Phys. Rev. B, 2009, 80:235118
- [7] Liu Z *et al.* Science, 2000, 289:1734
- [8] Lin S C S, Huang T J. Phys. Rev. B, 2011, 83:174303
- [9] Economou E N, Sigalas M M. Phys. Rev. B, 1993, 48:13434
- [10] Shen L, Ye Z, He S. Phys. Rev. B, 2003, 68:35109
- [11] Yang S *et al.* Phys. Rev. Lett., 2002, 88:104301
- [12] Zhang X, Liu Z. Phys. Rev. Lett., 2008, 101:264303
- [13] Feng L *et al.* Phys. Rev. B, 2005, 72:33108
- [14] Feng L *et al.* Phys. Rev. Lett., 2006, 96:14301
- [15] Ke M *et al.* Phys. Rev. B, 2005, 72:64306
- [16] Lu M H *et al.* Nature Mater., 2007, 6:744
- [17] Feng L *et al.* Phys. Rev. B, 2006, 73:193101
- [18] Li X F *et al.* Phys. Rev. Lett., 2011, 106:84301
- [19] Sakoda K. Optical properties of photonic crystals. New York: Springer Verlag, 2005
- [20] Feng L *et al.* Science, 2011, 333:729
- [21] Liang B *et al.* Nature Mater., 2010, 9:989
- [22] Li J, Liu Z, Qiu C. Phys. Rev. B, 2006, 73:54302
- [23] Torrent D, Sánchez-Dehesa J. New J. Phys., 2008, 10:63015
- [24] Qiu C, Zhang X, Liu Z. Phys. Rev. B, 2005, 71:54302
- [25] Zhu J *et al.* Nature Phys., 2010, 7:52
- [26] Li J *et al.* Nature Mater., 2009, 8:931
- [27] Zhang S, Xia C, Fang N. Phys. Rev. Lett., 2011, 106:24301
- [28] Fok L, Ambati M, Zhang X. MRS Bull., 2008, 33:931
- [29] Ye Z, Hsu H. Appl. Phys. Lett., 2001, 79:1724
- [30] Liu Z, Chan C T, Sheng P. Phys. Rev. B, 2005, 71:14103
- [31] Cheng Y, Xu J Y, Liu X J. Appl. Phys. Lett., 2008, 92:51913
- [32] Fang N *et al.* Nature Mater., 2006, 5:452
- [33] Hu X *et al.* Phys. Rev. B, 2008, 77:172301
- [34] Fokin V *et al.* Phys. Rev. B, 2007, 76:144302
- [35] Pendry J B. Phys. Rev. Lett., 2000, 85:3966
- [36] Lemoult F, Fink M, Lerosey G. Phys. Rev. Lett., 2011, 107:64301
- [37] Smigaj W, Gralak B. Phys. Rev. B, 2008, 77:235445
- [38] Lee S H *et al.* Phys. Rev. Lett., 2010, 104:54301
- [39] Zigoneanu L *et al.* J. Appl. Phys., 2011, 109:54906
- [40] Popa B I, Cummer S A. Phys. Rev. B, 2011, 83:224304
- [41] Zigoneanu L, Popa B I, Cummer S A. Phys. Rev. B, 2011, 84:24305
- [42] Popa B I, Zigoneanu L, Cummer S A. Phys. Rev. Lett., 2011, 106:253901
- [43] Baz A. New J. Phys., 2009, 11:123010
- [44] Akl W, Baz A. J. Intel. Mat. Syst. Str., 2010, 21:541
- [45] Lai Y *et al.* Nature Mater., 2011, 10:620
- [46] Ambati M *et al.* Phys. Rev. B, 2007, 75:195447
- [47] Zhou Y *et al.* Phys. Rev. Lett., 2010, 104:164301
- [48] Kelders L, Allard J F, Lauriks W. J. Acoust. Soc. Am., 1998, 103:2730
- [49] Zhao D *et al.* Phys. Rev. B, 2007, 76:144301
- [50] Lu M H *et al.* Phys. Rev. Lett., 2007, 99:174301
- [51] Christensen J, Martin-Moreno L, Garcia-Vidal F J. Phys. Rev. Lett., 2008, 101:14301
- [52] Ao X, Chan C T. Phys. Rev. E, 2008, 77:25601
- [53] He Z *et al.* Appl. Phys. Lett., 2008, 93:233503
- [54] Cheng W *et al.* Nature Mater., 2006, 5:830