

基于传输线技术的零平均折射率($zero-\bar{n}$) 带隙的实验研究*

张利伟^{1,3}, 杜桂强^{2,3}, 许静平³, 王治国³, 张治文³

(1 河南理工大学 物理化学学院, 河南 焦作 454003)

(2 山东大学威海分校 空间科学与物理学院, 山东 威海 264209)

(3 同济大学 波耳固体物理研究所, 上海 200092)

摘要:基于传输线方法,制备了含左手材料和右手材料的一维光子晶体.通过仿真软件 ADS 的模拟和矢量网络分析仪的测量,研究了光子晶体的传输特性.实验结果表明:由左手材料和右手材料构成的一维光子晶体具有零平均折射率($zero-\bar{n}$)带隙,这一带隙处于左手通带和右手通带之间. $zero-\bar{n}$ 带隙分别由零平均介电常量和零平均磁导率决定,进而对晶格尺度不敏感.

关键词: $zero-\bar{n}$ 带隙;左手材料;传输线

中图分类号:O734

文献标识码:A

文章编号:1004-4213(2009)08-1953-5

0 引言

介电常量周期分布的光子晶体^[1]由于具有与半导体中的电子态类似的带隙结构而成为近年来理论研究与应用研究的热点,特别是一维光子晶体由于其结构简单且易于制备而备受关注.在其禁带频率范围内,光子晶体将禁止任何光或电磁波的传播,这一性质可广泛应用于滤波器、波导等微波及光学工程中^[2-3].普通材料的光子晶体带隙来源于周期性结构的多重 Bragg 散射,受晶格常量、入射角和电场极化方向的影响很大,很大程度地限制了光子晶体的应用.最近,一种称之为左手性材料(LHM)的新型材料在微波波段被实验制备出来^[4],从而吸引了人们的广泛注意.左手材料具有负介电常量($\epsilon < 0$)和负磁导率($\mu < 0$),它最早是由 V G Veselago 于 1968 年首次提出^[5],并从理论上预言了这种材料具有一些奇异的电磁特性,如逆多普勒效应、逆斯涅尔折射效应及逆 Cerenkov 辐射效应等.近几年,基于金属线、开口谐振环阵列^[4]和传输线^[6-7]的多种结构左手材料得以实现.理论研究表明含有 LHM 的光子晶体在满足零平均折射率条件下具有 $zero-\bar{n}$ 带隙^[8-9]. $zero-\bar{n}$ 带隙不是基于 Bragg 散射机制,它是一种全向带隙,其带隙不受周期尺寸与无序的影响,只与平均介电常量和平均磁导率有关,带隙处在左手传播模和右手传播模之间^[10].基于这些性质

$zero-\bar{n}$ 带隙可以用于全向反射器^[11],另外它还可以用来进行波束修饰^[12].

在本文中,主要通过复合左右手传输线(CRLH TL)技术实现了一维左手材料,基于左手传输线和右手传输线单元构成了一维亚波长级的微带光子晶体.通过安捷伦仿真软件 ADS 的模拟和安捷伦 8722 ES 矢量网络分析仪的测量,研究了光子晶体的传输特性.实验结果表明由左手材料和右手材料构成的一维光子晶体具有 $zero-\bar{n}$ 带隙. $zero-\bar{n}$ 带隙的带边分别由平均介电常量 $\bar{\epsilon}$ 和平均磁导率 $\bar{\mu}$ 决定,进而带隙对晶格的尺度不敏感.基于这一平台我们还可以研究含有特异性材料的光子晶体及相关结构的电磁特性.

1 理论分析

考虑光从真空入射到一维光子晶体,它由左手材料(A)和右手材料(B)组成:材料层 A 的介电常量和磁导率分别为 ϵ_A, μ_A ,厚度为 d_A ,材料层 B 的介电常量和磁导率分别为 ϵ_B, μ_B ,厚度为 d_B .对于斜入射的情况,由 Snell 定律,在 A 层中传输角度为 θ_A ,而在 B 层中传输角度为 θ_B ,它们之间满足 $n_A \sin \theta_A = n_B \sin \theta_B$.对于一维无限光子晶体,满足周期性边界条件,TE 波的色散关系可以写为^[13]

$$\begin{aligned} \cos(\beta d) = & \cos(k_A d_A \cos \theta_A + k_B d_B \cos \theta_B) - \\ & \frac{1}{2} \left(\frac{Z_A}{Z_B} + \frac{Z_B}{Z_A} - 2 \right) \sin(k_A d_A \cos \theta_A) \cdot \\ & \sin(k_B d_B \cos \theta_B) \end{aligned} \quad (1)$$

式中 β 为有效 Bloch 波数, $d = d_A + d_B$, $k_{A/B} = n_{A/B} k$, k 为真空波数, $Z_{A/B} = \sqrt{\epsilon_{A/B} / \mu_{A/B}}$ 为材料层的阻抗.对于 TM 波也可以作类似的分析.

* 国家重点基础研究发展计划(2006CB921701)、国家自然科学基金(10634050)、河南理工大学博士基金(B2009-88)和山东省自然科学基金(Y2008A37)资助

Tel: 0391-3983259

Email: zlwted@hotmail.com

收稿日期: 2008-08-30

修回日期: 2008-12-18

通常情况下,如果式(1)右边的绝对值小于1,那么就意味着通带,有效 Bloch 波数取实数,电磁波能完全透射;如果式(1)右边的绝对值大于1,那么有效 Bloch 波数为纯虚数,光子晶体产生禁带,与此相对应的电磁波在光子晶体中不能存在.文献[8]中提出,在正入射的情况,且结构参量满足 $n_A d_A + n_B d_B = 0$ 时,结构将出现 zero- \bar{n} 带隙.由于 Kramers-Kronig 关系,左手材料不可避免的存在色散与吸收,然而在当前实验可行的微波波段,左手材料的吸收相对很弱,可以忽略不计,尤其是目前利用 LC 传输线制作的左手材料,可以仅仅考虑色散^[6-7],也就是说左手材料是在某一频段存在的.

对于微波段的 A 和 B 两种材料来说,一般情况下 $k_A d_A \ll 1, k_B d_B \ll 1$,则色散关系式(1)可以在带边处对正旋和余旋函数进行泰勒展开^[10].对于基于微带线结构的光子晶体来说,只有垂直入射的情况,当采用到泰勒展开式的二阶近似时,有 $(\epsilon_A d_A + \epsilon_B d_B) \cdot (\mu_A d_A + \mu_B d_B) = 0$,则 $\bar{\epsilon} \cdot \bar{\mu} = 0$, $\bar{\epsilon}$ 和 $\bar{\mu}$ 分别为光子晶体的平均介电常量和平均磁导率.对于由左手材料和右手材料构成的光子晶体来说,存在 $\bar{\epsilon} \cdot \bar{\mu} < 0$ 的区域,这一区域内,有效 Bloch 波数 β 没有实数解,将有一个 zero- \bar{n} 带隙打开,两带边处分别有 $\bar{\epsilon} = 0$ 和 $\bar{\mu} = 0$,在 zero- \bar{n} 带隙的两边分别为左手通带和右手通带.

2 实验与分析

为了具有普遍性,实验上,一维的左手材料和右手材料都是通过普通微带传输线上周期性加载集总 L-C 元件的 CRLH TL 来实现的^[6-7].图 1 是复

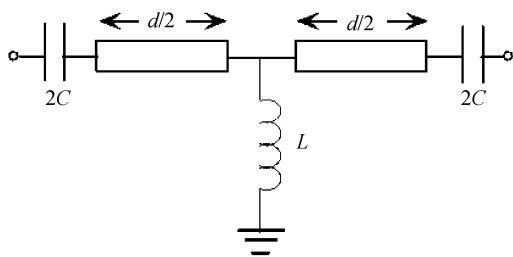


图 1 复合左右手传输线基本单元的等效电路

Fig. 1 The schematic and circuit model of a CRLH TL unit

合左右手传输线的基本单元,由分布参量为 L_0 和 C_0 ,单元长度为 d 的 50Ω 微带线和加载的集总元件,串联电容(C)及并联电感(L)组成, L_0 和 C_0 分别为微带线的分布电感和分布电容.当周期单元的长度远小于导波波长时,则由基本单元组成的传输线可以被认为等效均匀的, $d = \lambda_g/4$ (λ_g 为导波波长)为等效均匀的极限,经过周期性分析,它的等效的相对介电常量和磁导率为^[6]

$$\epsilon \approx (C_0 - \frac{1}{(2\pi f)^2 L d}) / (\epsilon_0 \cdot p)$$

$$\mu \approx p \cdot (L_0 - \frac{1}{(2\pi f)^2 C d}) / \mu_0$$
(2)

在通带内,折射率

$$n = \pm \sqrt{\epsilon \cdot \mu}$$
(3)

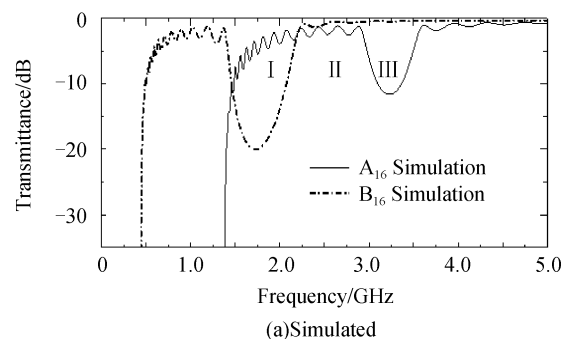
p 为微带线的结构常量,±分别对应着右手通带和左手通带内折射率的符号.对于不平衡时的复合左右手传输线,它的色散关系中出现三个明显的特征频率^[6]

$$f_1 = \frac{1}{4\pi \sqrt{LC}}, f_2 = \frac{1}{2\pi \sqrt{C_0 L d}}$$

$$f_3 = \frac{1}{2\pi \sqrt{L_0 C d}}$$
(4)

f_1 为电路结构的低阻截止频率, f_2 和 f_3 为复合左右手传输线的本征频率.在 f_1 和 $\min(f_2, f_3)$ 之间是左手通带,在 $f > \max(f_2, f_3)$ 的频段是右手通带, f_2, f_3 的大小取决于电路参量的选取. f_2 和 f_3 之间是单负阻带区,如果 $f_2 > f_3$,复合左右手传输线为负 ϵ 材料, $f_2 < f_3$ 时,为负 μ 材料,当 $f_2 = f_3$ 时,复合左右手传输线满足平衡条件,单负阻带消失, $f_2(f_3)$ 为左手通带和右手通带的分界点.

在实验中,采用介电常量为 4.75,厚度为 1.6 mm 的 FR-4 环氧树脂复合玻璃纤维布覆铜板为基材制作一维的周期性结构传输线,微带线的特征阻抗设计为 50Ω ,结构参量 $p \approx 4.05$ ^[7].可以选择不同的集总元件和单元长度,在某一频段实现具有左手性、单负特性和右手特性的传输线.为此,以微带线为基础制备了 A 和 B 两种材料,制备方法与文献[7]的一样.在 A 中,单元长度选择为 6.2 mm,加载的电容 $C = 1.0$ pF,电感 $L = 2.2$ nH,在 B 中,单元长度为 6.2 mm,电容 $C = 5.1$ pF,电感 $L = 5.6$ nH.图 2 是包含 16 个周期单元的两种传输线 A_{16} 和 B_{16} 基于真实元件模拟和测量的传输参量.从模拟结果可以看出 A 种传输线约在 1.4~2.96 GHz 是左手材料,在 2.96~3.54 GHz 的频率范围内是负 μ 材料,当频率高于 3.54 GHz 时,表现出右手特性.对于 B 种



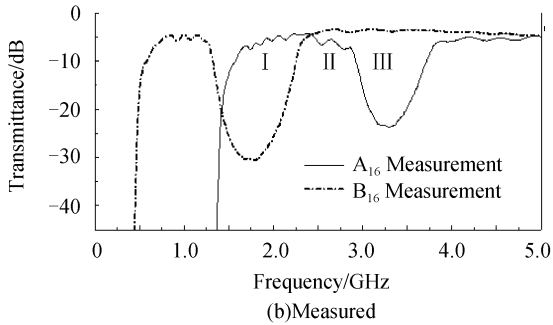


图 2 A_{16} 和 B_{16} 两种传输线基于真实元件模拟和测量的传输参量

Fig. 2 The simulated and measured transmittance of the two kinds of TLs A_{16} and B_{16}

传输线, 约在 0.46~1.43 GHz 是左手材料, 在 1.43~2.17 GHz 内是负 ϵ 材料, 当频率高于 2.17 GHz 时, 表现出右手特性. 测量结果和模拟结果有很好的吻合, 但这两种传输线的左手区和单负区的位置和宽度与由式(4)的计算值有一定的差别, 主要是由于真实元件和理想元件的差别所致.

A 和 B 两种传输线在不同的频段表现出不同的特性, 如图 2. 在 II 区约 2.17~2.96 GHz, A 是左手材料, B 是右手材料. 具有负 ϵ 和负 μ 特性的传输线单元构成的单负材料光子晶体, 从实验上很好地验证了 D R Fredkin 等人的理论, 即单负材料组成的光子晶体在一定的条件下可以形成有效的左手材料^[7,14]. 在此仍然以传输线单元为基础, 研究由左手材料和右手材料构成的光子晶体. 将 A 和 B 两种传输线单元交替周期性排列构成光子晶体 $(AB)_8$ 、 $(A_2B_2)_5$ 和 $(A_3B_3)_4$, 下标 2、3 分别为一个晶胞内 A(B) 传输线单元数, 下标 8、5、4 分别为光子晶体的周期数, 图 3 是它们的照片. 对于光子晶体来说, 在 I 和 III 区, 基于迟衰模和传播模的界面模之间的相互作用, 可能会出现左手传播模或右手传播模. 在 II 区, 基于左手传播模和右手传播模的相互作用, 光子晶体会形成 $zero-\bar{n}$ 带隙. 图 4 是光子晶体 $(AB)_8$ 、 $(A_2B_2)_5$ 和 $(A_3B_3)_4$ 基于真实集总元件模拟和测量的传输参量, 测量结果和模拟结果有比较好的吻合. 三种光子晶体均在 I 和 III 区的部分频段出现了通带, 而在两通带之间, 约 2.65 GHz 处出现了 $zero-$



图 3 一维光子晶体 $(AB)_8$ (a)、 $(A_2B_2)_5$ 和 $(A_3B_3)_4$ 的照片
Fig. 3 Photographs of the fabricated photonic crystals $(AB)_8$, $(A_2B_2)_5$ and $(A_3B_3)_4$ respectively

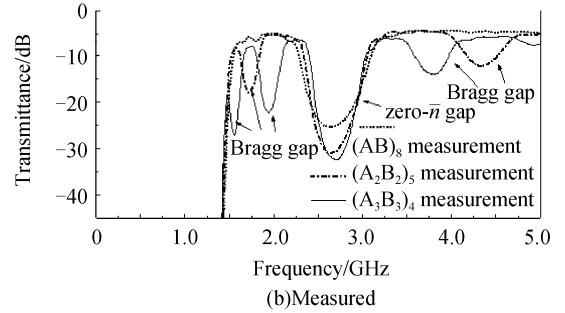
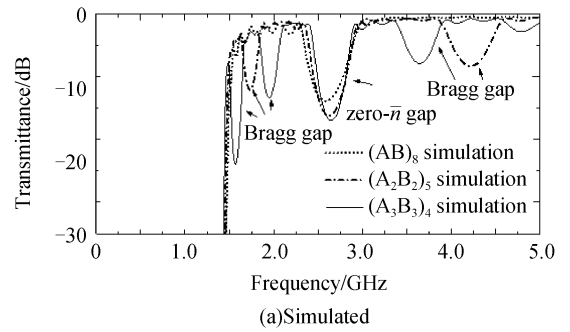


图 4 一维光子晶体 $(AB)_8$ 、 $(A_2B_2)_5$ 和 $(A_3B_3)_4$ 基于真实元件模拟和测量的传输参量

Fig. 4 The simulated and measured transmittance of the photonic crystals of $(AB)_8$, $(A_2B_2)_5$ and $(A_3B_3)_4$ using real lumped-elements

\bar{n} 带隙, 带隙的位置在单元长度同时增大为 2 倍、3 倍时基本上没有发生移动, 主要是结构的平均介电常量和平均磁导率没有发生变化. 而光子晶体 $(A_2B_2)_5$ 和 $(A_3B_3)_4$ 在低频和高频也分别出现了 Bragg 带隙, 低频的 Bragg 带隙随着晶格尺度的增大而向高频移动, 而高频的 Bragg 带隙随着晶格尺度的增大向低频移动, 可见 $zero-\bar{n}$ 带隙的产生不是基于 Bragg 散射机制, 不同于一般的 Bragg 带隙性质.

在 $zero-\bar{n}$ 带隙中, 由于左手材料的相位补偿效应, 结构的总相位为零. 这意味着 $zero-\bar{n}$ 带隙必需处于左手通带和右手通带之间. 这一点跟通常的 Bragg 带隙始终处在右手通带之间是不同的. 图 5

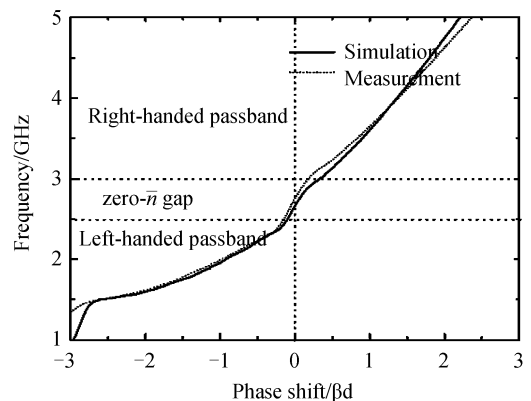


图 5 一维光子晶体 $(AB)_8$ 基于真实元件模拟和测量色散关系

Fig. 5 The simulated and measured dispersion relation of $(AB)_8$ based on real lumped-elements

是实验模拟和测量的光子晶体(AB)_s的色散关系,两者也有很好的吻合.从色散关系可以看出,约在 2.65 GHz 处,结构的有效相位为零,对应出现了 zero- \bar{n} 带隙.在低于 zero- \bar{n} 带隙的频段,结构的有效相位为负,这一通带可以被认为是左手通带,在高于 zero- \bar{n} 带隙的频段,有效相位为正,说明这一通带具有右手通带的性质.

3 结论

运用传输线方法从实验上研究了由左手材料和右手材料构成的一维光子晶体的 zero- \bar{n} 带隙.实验结果表明 zero- \bar{n} 带隙存在于左手通带和右手通带之间,在晶格尺度同时改变相同倍数时基本不发生移动,带边分别由 $\bar{\epsilon}=0$ 和 $\bar{\mu}=0$ 决定.这一研究思路将为研究含有特异性材料光子晶体及相关结构的电磁特性提供了实验平台.

参考文献

- [1] YABLONOVITCH E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics[J]. *Phys Rev Lett*, 1987, **58**(20): 2059-2062.
- [2] LIU Qi-neng. Theoretical study of multi-channel polarization tunable filter of photonic crystal[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2008, **37**(2): 305-309.
刘启能. 光子晶体多通道可调谐偏振滤波器的理论研究[J]. 光子学报, 2008, **37**(2): 305-309.
- [3] TANG Hai-xia, WANG Qi-ming. Design of photonic crystal end mirrors in resonant cavity[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2008, **37**(1): 91-94.
唐海侠, 王启明. 构成谐振腔的光子晶体端面反射镜的设计[J]. 光子学报, 2008, **37**(1): 91-94.
- [4] SHELBY R A, SMITH D R, SCHULTZ S. Experimental verification of a negative index of refraction[J]. *Science*, 2001, **292**(5514): 77-79.
- [5] VESELAGO V G. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ [J]. *Soviet Physics Usp*, 1968, **10**(4): 509-514.
- [6] CALOZ C, ITOH T. Electromagnetic metamaterials, transmission line theory and microwave applications[M]. John Wiley & Sons, 2006: 59-131.
- [7] ZHANG L W, ZHANG Y W, HE L, et al. Experimental study of photonic crystals consisting of ϵ -negative and μ -negative materials[J]. *Phys Rev E*, 2006, **74**(5): 056615.
- [8] LI J, ZHOU L, CHAN C T, et al. Photonic band gap from a stack of positive and negative index materials[J]. *Phys Rev Lett*, 2003, **90**(8): 083901.
- [9] SHANG Ting-yi, ZHENG Yi, ZHANG Hui-yun, et al. Omnidirectional gap and defect mode of one-dimensional photonic crystals with negative-index materials [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2007, **36**(4): 663-666.
尚廷义, 郑义, 张会云, 等. 含负折射率材料一维光晶体的全方位带隙和缺陷模[J]. 光子学报, 2007, **36**(4): 663-666.
- [10] WENG Y, WANG Z G, CHEN H. Band structures of one-dimensional subwavelength photonic crystals containing metamaterials[J]. *Phys Rev E*, 2007, **75**(4): 046601.
- [11] RUPPIN R. Bragg reflectors containing left-handed materials [J]. *Microwave and Opt Technol Lett*, 2003, **38**(6): 494-495.
- [12] SHADRIVOV I V, SUKHORUKOV A A, KIVSHAR Y S. Beam shaping by a periodic structure with negative refraction [J]. *Appl Phys Lett*, 2003, **82**(22): 3820-3822.
- [13] CHEN Wei-zong, SHEN Ying, SONG Ying-qian, et al. Analysis on band gap of one-dimensional photonic crystal[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2001, **30**(9): 1077-1080.
陈慰宗, 申影, 宋应谦, 等. 一维光子晶体的带隙分析[J]. 光子学报, 2001, **30**(9): 1077-1080.
- [14] FREDKIN D R, RON A. Effectively left-handed (negative index) composite material[J]. *Appl Phys Lett*, 2002, **81**(10): 1753-1755.

Experimental Study of Zero-average Refractive Index ($\text{Zero-}\bar{n}$) Gaps Based on Microstrip Transmission Lines

ZHANG Li-wei^{1,3}, DU Gui-qiang^{2,3}, XU Ji-ping³, WANG Zhi-guo³, ZHANG Ye-wen³

(1 School of Physics and Chemistry, Henan Polytechnic University, Jiaozuo, Anhui 454003, China)

(2 School of Space Science and Physics, Shandong University at Weihai, Weihai, Shandong 264209, China)

(3 Pohl Institute of Solid State Physics, Tongji University, Shanghai 200092, China)

Abstract: One-dimensional photonic crystals composed of left-handed and right-handed materials are fabricated by using transmission lines (TLs) approach. The transmission properties of the photonic crystals are simulated by the advanced design system (ADS) of Agilent and measured by the vector network analyser. The results indicate that the photonic crystals possess $\text{zero-}\bar{n}$ gap which exists between the left-handed passband and right-handed passband. The special gap edges are determined by zero average permittivity $\bar{\epsilon}=0$ and zero average permeability $\bar{\mu}=0$ respectively, so it is insensitive to the scale length.

Key words: $\text{Zero-}\bar{n}$ gap; Left-handed materials; Transmission lines



ZHANG Li-wei was born in 1979. He received the Ph. D degree in condensed matter physics from Tongji University, and his main research interests focus on photonic crystals and metamaterials.