

零平均折射率带隙中离散模的实验研究^{*}

张 辉[†] 李有权 付云起 袁乃昌

(国防科学技术大学电子科学与工程学院, 长沙 410073)

(2009 年 3 月 19 日收到, 2009 年 4 月 12 日收到修改稿)

通过实验研究了零平均折射率带隙中离散模的传输特性. 零平均折射率带隙存在于左手材料与右手材料交替形成的一维光晶体中. 在实验中, 左手材料与右手材料分别由左/右手复合传输线和右手复合传输线实现. 实验结果表明, 左手材料与右手材料的色散特性使离散模并没有按照理论上期待的“单点频”传输, 而是彻底地覆盖了零平均折射率带隙. 由于左手材料在本质上是色散的, 因此该实验结论普遍适用于零平均折射率带隙中的离散模, 即离散模的出现会使零平均折射率带隙消失.

关键词: 左手材料, 零平均折射率带隙, 离散模

PACC: 4270Q, 1220

1. 引言

介电常数 ϵ 及磁导率 μ 是用于描述物质电磁性质的基本物理量, 决定着电磁波在物质中的传播特性. 20 世纪 60 年代, Veselago^[1] 从理论上研究了同时具有负介电系数和负磁导率的左手材料 (left-handed medium, LHM), 并且预言了左手介质具有一系列超常规的电磁特性, 包括负折射特性、逆多普勒效应及逆切连科夫辐射效应等. 由于自然界中并没有发现左手材料, 所以左手材料理论在此后近 30 年的时间里由于缺乏实验证实一直停留在理论的层面. 最近, 左手材料在微波波段被实验制备出来^[2,3], 这一突破性成果使得该领域的研究进入了实质性阶段^[4-6].

由于波在左手性材料中具有与在右手性材料中相反的相位特性, 因此左手性材料和右手性材料交替排列形成的一维光子晶体将会产生一种新型带隙, 称之为零平均折射率带隙 (zero- $\bar{n}$ 带隙)^[7]. zero- $\bar{n}$ 带隙具有与通常的 Bragg 带隙不同的性质, 因为它的带隙位置不受周期尺寸与无序的影响. 随后 Jiang 等^[8] 提出这种 zero- $\bar{n}$ 带隙几乎不随入射角度变化, 即能实现全角带隙.

本文通过试验研究了 zero- $\bar{n}$ 带隙中的离散模^[9]

的传输特性. 由于左手材料和右手材料的色散特性, 离散模并没有实现“单点频”传输, 而是彻底地覆盖了 zero- $\bar{n}$ 带隙. 由于左手材料在本质上是色散的, 因此该实验结果具有普遍适用性, 即离散模的出现会使零平均折射率带隙消失.

2. zero- $\bar{n}$ 带隙中离散模的原理

由左手材料 ($n_1 < 0$) 和右手材料 ($n_2 > 0$) 形成的一维无限周期结构, 如图 1 所示. 其中, d_L 和 d_R 分别为左手材料和右手材料的厚度, 因此晶格周期为 $a = d_L + d_R$. 基于 Bloch-Floquet^[5] 原理, 电磁波垂直入射时该无限周期结构的散射关系如下:

$$\cos(\beta a) = \cos\left(\frac{\omega}{c} \bar{n} a\right) - \frac{1}{2} \left(\frac{Z_1}{Z_2} + \frac{Z_2}{Z_1} - 2 \right) \times \sin\left(\frac{\omega}{c} n_1 d_1\right) \sin\left(\frac{\omega}{c} n_2 d_2\right), \quad (1)$$

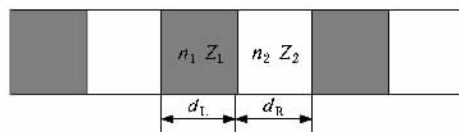


图 1 由左手材料 ($n_1 < 0$) 和右手材料 ($n_2 > 0$) 交替排列形成的一维无限周期结构

^{*} 国家自然科学基金(批准号 60871069)资助的课题.

[†] E-mail: huizhang@gmail.com

其中 $\bar{n} = (n_1 d_1 + n_2 d_2) / a$ 为平均折射率, β 为第一布里渊区内的 Bloch 波传播常数. 当

$$\psi_{\text{period}} \big|_{\omega_0} = \frac{\omega_0}{c} \bar{n} a = \frac{\omega_0}{c} n_1 d_1 + \frac{\omega_0}{c} n_2 d_2 = 0 \quad (2)$$

成立时, 对应的零平均折射率 ($\bar{n} = 0$) 于频率 ω_0 . 在频率 ω_0 附近 (1) 式为

$$\left| \cos(\beta a) \right| \approx \left| 1 + \frac{1}{2} \left(\frac{Z_1}{Z_2} + \frac{Z_2}{Z_1} - 2 \right) \sin^2 \left(\frac{\omega}{c} n_1 d_1 \right) \right| \geq 1. \quad (3)$$

因此, 在频率 ω_0 附近除了离散解 $\phi_1 = \omega n_1 d_1 / c = -l\pi$ 和 $\phi_2 = \omega n_2 d_2 / c = l\pi$ (l 是整数), 其他频率对应的 Bloch 波传播常数 β 均为纯虚数, 即 zero- $\bar{n}$ 带隙. 而这些离散解对应着“单点频”穿过 zero- $\bar{n}$ 带隙, 称之为 zero- $\bar{n}$ 带隙中的“离散模”^[8].

3. 离散模的实验研究

根据上面的推导, 当 $\phi_1 = -\pi$ 和 $\phi_2 = \pi$ 时, 将会在 zero- $\bar{n}$ 带隙内出现离散模, 我们通过实验研究该离散模的传输特性.

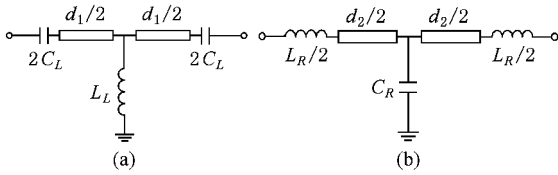


图 2 左/右手复合传输线单元 (CRLH-TL) 和右手复合传输线单元 (CRH-TL) 的等效电路 (a) CRLH-TL: 在微带传输线上加载串联电容及并联电感 (b) CRH-TL: 在微带传输线上加载串联电感和并联电容

zero- $\bar{n}$ 带隙存在于左手材料与右手材料交替形成的一维光晶体中. 在自然界中, 左手材料是不存在的, 但是可以通过人工合成的方法实现^[5,6]. 其中, 通过集总元件加载的传输线形成的左手材料, 又称为左/右手复合传输线 (CRLH-TL), 具有损耗低和频带宽的优点. 在实验中, 左手材料由左/右手复合传输线的左手通带实现, 而右手材料由右手复合传输线 (CRH-TL) 实现, 如图 2 所示. 介质基板采用厚度为 0.5 mm, 相对介电常数为 2.65, 相对磁导率为 1 的聚四氟乙烯材料. 左/右手复合传输线单元, 如图 2(a) 所示, 传输线特性阻抗为 $Z_1 = 50 \Omega$, 线宽为 1.37 mm, 单元线长 $d_1 = 6$ mm, 加载的串联电容为 $C_L = 3.3$ pF 及并联电感 $L_L = 8.2$ nH. 右手复合传输线,

如图 2(b) 所示, 传输线特性阻抗 $Z_2 = 98 \Omega$, 线宽 0.4 mm, 单元线长 $d_R = 12$ mm, 加载串联电感 $L_R = 12$ nH, 并联电容 $C_R = 1.8$ pF. 这里采用右手复合传输线是为了用较短的传输线实现右手相移 $\phi_2 = \pi$.

在无损耗情况下, CRLH-TL 和 CRH-TL 的传输矩阵 (A 矩阵) 可由图 2 中的等效电路得到, 因此得到散射关系^[6]如下:

$$\cos(\beta_{\text{CRLH}} d_1) = \cos(k_1 d_1) \left(1 - \frac{1}{4\omega^2 L_L C_L} \right) + \sin(k_1 d_1) \left(\frac{1}{2\omega C_L Z_1} + \frac{Z_1}{2\omega L_L} \right) - \frac{1}{4\omega^2 L_L C_L}, \quad (4)$$

$$\cos(\beta_{\text{CRH}} d_1) = \cos(k_2 d_2) \left(1 - \frac{\omega^2 L_R C_R}{4} \right) + \sin(k_2 d_2) \left(\frac{\omega C_R Z_2}{2} + \frac{\omega L_R}{2Z_2} \right) - \frac{\omega^2 L_R C_R}{4}, \quad (5)$$

其中 k_i 和 Z_i ($i = 1, 2$) 分别为 CRLH-TL 和 CRH-TL 中传输线的波数和特性阻抗. β_{CRLH} 和 β_{CRH} 分别为无限周期 CRLH-TL 和 CRH-TL 结构的 Bloch 波传播常数.

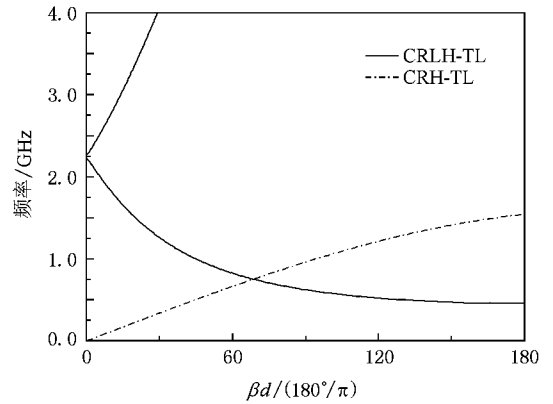


图 3 CRLH-TL 和 CRH-TL 的散射特性曲线

由 (4) 和 (5) 式得到 CRLH-TL 和 CRH-TL 结构的散射特性, 如图 3 所示. CRLH-TL 结构的散射曲线在低频段呈现左手通带特性, 在高频段呈现右手通带特性. 由于满足平衡条件 $Z_1 = \sqrt{L_L / C_L} = 50 \Omega$, 左手通带与右手通带之间的带隙闭合, 其过度频率在 2.25 GHz. 左手通带特性取决于并联电感 L_L 和串联电容 C_L , 其低端截止频率为 0.48 GHz. CRH-TL 结构的散射曲线只在低端呈现右手通带特性, 并且满足

匹配条件 $Z_2 = \sqrt{L_2/C_2} = 98 \, \Omega$,其高端截止频率为 1.78 GHz. 因此在频率 0.48 GHz 到 1.78 GHz 范围内 ,CRLH-TL 结构可以当作左手材料 ,而 CRH-TL 结构可以当作右手材料 .

在图 3 中 ,CRLH-TL 结构的左手通带与 CRH-TL 结构的右手通带相交于 0.81 GHz ,并且在该频率点 Bloch 相移近似为 60° .因此 ,三个 CRLH 单元可以实现相移 $\phi_1 = -\pi$,三个 CRH 单元可以实现相移 $\phi_2 = \pi$ 将它们级联在一起作为一个周期 (CRLH₃CRH₃) ,那么离散模将出现在该周期结构形成的光子晶体中 .

采用集中元件加载并制作的 7 个周期级联结构 (CRLH₃CRH₃)₇ 的照片如图 4 所示 .该结构是一种典型的光子晶体 ,因为它是有两种等效均匀的材料构成 (结构单元 CRLH 和 CRH 的电长度都远远小于波导波长) .

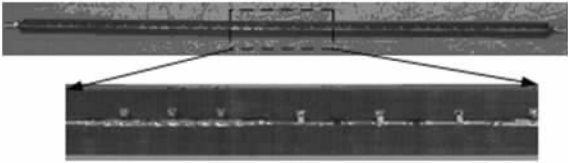


图 4 7 个周期级联构成的光子晶体 (CRLH₃CRH₃)₇ 的照片

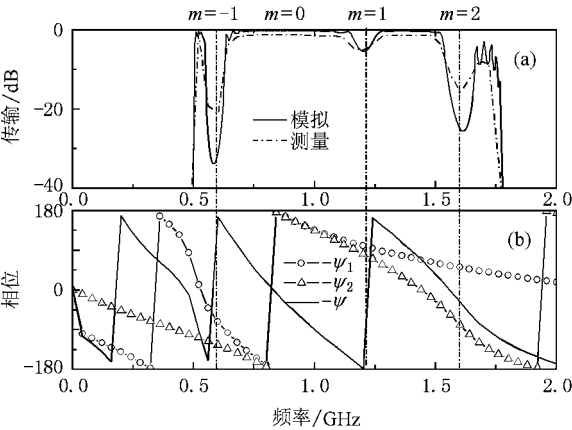


图 5 (a) 光子晶体 (CRLH₃CRH₃)₇ 的传输特性的仿真及实验结果 (b) 光子晶体单元延迟特性的仿真结果 CRLH₃($-\phi_1$) ,CRH₃($-\phi_2$) 及 CRLH₃CRH₃($-\phi$)

图 5 (b) 是仿真的相位延迟 CRLH₃($-\phi_1$) ,CRH₃

($-\phi_2$) 及 CRLH₃CRH₃($-\phi$) .由于 CRLH-TL 结构的零相位点在平衡点 2.25 GHz 处 ,而 CRH-TL 结构是零相位点在零频率点 0 GHz 处 ,因此 ,在频率 0.81 GHz 处 ,单元 CRLH₃ 的相移为 $\phi_1 = -\pi$,而单元 CRH₃ 的相移为 $\phi_2 = \pi$,对应一个周期 (CRLH₃CRH₃) 的相移 $\phi = 0$.这些进一步表明在频率 0.81 GHz 处满足了离散模条件 .

通过仿真软件 ADS 及矢量网络分析仪的测试 ,光子晶体 (CRLH₃CRH₃)₇ 传输特性的仿真与实验结果在图 5 (a) 中 .实验结果与仿真结果基本符合 ,并且都显示在频率 0.81 GHz 附近不但没有出现“离散”带通模 ,也没有出现 zero- $\bar{n}$ 带隙 ,而是一段具有较低插入损耗的通带 .这与前面推导的离散模理论并不矛盾 ,因为 zero- $\bar{n}$ 带隙中“单点频”传输的离散模是在没有考虑材料的色散特性得出的 ,但是在本实验中 ,CRLH 结构和 CRH 结构的色散特性使离散模的通带展宽 ,以至于完全覆盖了 zero- $\bar{n}$ 带隙 .而左手材料在本质上是色散的 ,因此理论上期望的 zero- $\bar{n}$ 带隙中无旁瓣的离散模在实验中是不存在的 .即离散模的出现会使 zero- $\bar{n}$ 带隙消失 ,这一结果普遍适用于 zero- $\bar{n}$ 带隙中的离散模 .

在图 5 (a) 中的传输谱中 ,我们还观察到另外三个相邻的 Bragg 带隙 .在频率 0.58 GHz 处的 Bragg 带隙位于左手通带中 ,对应着相移 $\phi = -\pi$,因此该带隙为模式 $m = -1$ 的 Bragg 带隙 .在 1.22 GHz 处的带隙位于右手通带中 ,对应着相移 $\phi = \pi$,因此该带隙为模式 $m = +1$ 的 Bragg 带隙 ,而在 1.60 GHz 处的带隙对应着相移 $\phi = 2\pi$,因此该带隙为模式 $m = +2$ 的 Bragg 带隙 .

4. 结 论

本文通过实验研究了 zero- $\bar{n}$ 带隙中的离散模特性 .实验结果表明 ,左手材料与右手材料的色散特性使离散模并没有按照理论上期待的“单点频”进行传输 ,而是彻底地覆盖了 zero- $\bar{n}$ 带隙 .由于左手材料在本质上是色散的 ,因此该实验结果普遍适用于 zero- $\bar{n}$ 带隙中的离散模 ,即离散模的出现会使 zero- $\bar{n}$ 带隙消失 .此外 ,我们还在实验中观察到了模式为 $m = -1$ 的 Bragg 带隙 .



- [1] Veselago V G 1968 *Sov. Phys. Usp.* **10** 509
- [2] Pendry J B 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 3966
- [3] Wang F M , Liu H , Li T , Dong Z G , Zhu S N , Zhang X 2007 *Phys. Rev. E* **75** 016604
- [4] Bria D , Djafari-Rouhani B , Akjouj A , Dobrzynski L , Vigneron J P , Boudouti E H , Nougouai A 2004 *Phys. Rev. E* **69** 066613
- [5] Caloz C , Sanada A , Itoh T 2004 *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **52** 980
- [6] Eleftheriades G V 2007 *IEEE Microwave and Wireless Components Letter* **17** (4) 292
- [7] Li J , Zhou L , Chan C T , Sheng P 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 083901
- [8] Jiang H T , Chen H , Li H Q , Zhang Y W , Zhu S Y 2003 *Appl. Phys. Lett.* **83** 5386
- [9] Wu L , He S L , Shen L F 2003 *Phys. Rev. B* **67** 235103

The experimental investigation of the discrete mode in the zero-average-refractive-index gap^{*}

Zhang Hui[†] Li You-Quan Fu Yun-Qi Yuan Nai-Chang

(School of Electronic Science and Engineering ,National University of Defense Technology ,Changsha 410073 ,China)

(Received 19 March 2009 ; revised manuscript received 12 April 2009)

Abstract

We experimentally investigate the discrete mode in the zero-average-refractive-index gap (the zero- $\bar{n}$ gap) of the one-dimensional periodical structures containing left-handed materials (LHMs) and right-handed materials (RHMs). When the discrete mode conditions are satisfied in the zero- $\bar{n}$ gap , there are no discrete propagating modes , but the zero- $\bar{n}$ gap completely vanishes. This behavior is attributed to the dispersive property of LHMs and RHMs. In addition , the theoretical expectation of the discrete modes with no sidelobes in the zero- $\bar{n}$ gap never occurs in experiment because the LHMs is intrinsically dispersive.

Keywords : left-handed materials (LHMs) , the zero averaged refractive index gap (the zero- $\bar{n}$ gap) , discrete mode

PACC : 4270Q ,1220

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60871069).

[†] E-mail : hui Zhang@ gmail . com