

负介电常数材料与负磁导率材料 双层结构的透射特性^{*}

董丽娟¹⁾²⁾ 江海涛^{2)†} 杨成全¹⁾ 石云龙¹⁾²⁾

1) 山西大同大学固体物理研究所, 大同 037009)

2) 同济大学波耳固体物理研究所, 上海 200092)

3) 中国科学院上海微系统与信息技术研究所信息功能材料国家重点实验室, 上海 200050)

(2005 年 9 月 13 日收到, 2007 年 1 月 26 日收到修改稿)

利用麦克斯韦方程组研究了负介电常数材料和负磁导率材料组成的双层结构的透射特性. 电磁波在跨越负介电常数材料层和负磁导率材料层的界面时, 由边界条件导致了电磁场的大部分能量局域在界面上, 形成特殊的界面模式. 研究表明, 当入射角满足某个特定条件时, 这些界面模可以演变为共振隧穿模, 导致共振透射的发生. 这种输运特性可以实现带通滤波.

关键词: 负介电常数材料, 负磁导率材料, 单负材料, 带通滤波器

PACC: 4270Q, 7820P

1. 引言

近年来人们对含特异材料 (metamaterials) 的光子晶体有着很大的兴趣^[1-10], 原因在于特异材料结构的周期长度远小于电磁波波长, 有利于器件的小型化和集成化. 这是普通的光子晶体无法比拟的. 目前研究较多的特异材料有单负材料 (single-negative materials) 和双负材料 (double-negative materials). 把介电常数和磁导率只有一个为负的材料称之为单负材料, 其中包括负介电常数 (介电常数为负, 磁导率为正) 材料和负磁导率 (介电常数为正, 磁导率为负) 材料两种. 把介电常数和磁导率均为负的材料称之为双负材料. 电磁波在单负材料中的波矢是复数, 因而单负材料中只存在隐失场 (evanescent field), 电磁波不能通过. 但是, 如果将负介电常数材料和负磁导率材料组合在一起, 则电磁波可以通过. 这是由于电磁波在跨越负介电常数材料和负磁导率材料的界面时, 为了满足边界条件, 电场或磁场的导数在界面两侧必须异号或为零, 这就导致电磁场的大部分能量局域在界面上, 形成特殊的界面模式^[1-4], 电磁波的

输运正是通过这种特殊的界面模式隧穿而实现的, 完全不同于波的多重散射机制.

近年来, Lakhtakia 等^[5]发现组合在一起的负介电常数材料和负磁导率材料在某些特定条件下可以等效为双负材料. Fredkin 等^[6]发现, 由两种单负材料形成的周期性结构可以实现有效的负折射率频率通带. 江海涛等^[1, 3, 7, 8]的研究结果表明, 负介电常数材料和负磁导率材料周期性排列组成一维光子晶体时, 局域在两种材料界面上的隧穿模之间会发生耦合, 形成零有效相位能隙 (zero effective phase gap). Alù 等^[2]对负介电常数材料和负磁导率材料组成的双层结构进行了研究, 他们利用等效传输线方法计算了这种双层结构发生共振隧穿时需要的条件 (阻抗匹配和相位匹配), 并且给出类布儒斯特角的形式, 但是他们没有给出这种双层结构的透射特性. 本文在此基础上, 利用麦克斯韦方程组研究了负介电常数材料和负磁导率材料组成的双层结构的透射特性, 给出了它们特殊的输运性质, 并发现这种性质可以应用于带通滤波器 (band-pass filter) 的设计. 而电磁波通过各向同性正常 (介电常数和磁导率均为正) 材料组成的结构时, 只能通过小角度入射的电磁波,

^{*} 山西省留学回国人员科研基金 (批准号: 2005063), 同济大学理工科科技发展基金、山西省高等学校科技研究开发基金 (批准号: 2002052, 20051341) 和山西省教育厅重点学科建设计划 (批准号: 20055019) 资助的课题.

[†] 通讯联系人, E-mail: jiang-haitao@mail.tongji.edu.cn

这种结构只可以实现低通滤波 (low-pass filter). 本文中只考虑 TM 波及无色散和无损耗的各向同性材料, TE 波的形式用同样的方法可以导出.

2. 单负材料双层结构的理论模型

考虑一个置于空气中的由负介电常数材料和负磁导率材料组成的双层介质结构, 如图 1 所示. 负介电常数材料层 $\epsilon_1 < 0, \mu_1 > 0$, 厚度为 d_1 , 负磁导率材料层 $\epsilon_2 > 0, \mu_2 < 0$, 厚度为 d_2 , θ 是入射角. 考虑电磁波沿 z 方向传播. 对于 TM 波, 波矢 y 分量 $k_y = 0$, 所以入射波矢 k_0 可以表示为

$$k_0 = \hat{x}k_x + \hat{z}\sqrt{k_0^2 - k_x^2} \quad (k_0 = \omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0}).$$

磁场 H 与入射面垂直, 只有 H_y 分量, 电场 E 与入射面平行, 且与 k_0 垂直. 设入射磁场

$$H_y^i = H_0 \exp(-jk_x^i x - jk_z^i z),$$

利用公式

$$\nabla \times H = j\omega\epsilon E,$$

得到

$$E_x = \frac{1}{j\omega\epsilon} \left(-\hat{x} \frac{\partial H_y^i}{\partial z} \right).$$

由于电场分布要满足边界条件, 所以在 $z = 0$ 界面上有

$$-\frac{1}{j\omega\epsilon_0} \frac{\partial H_y}{\partial z} \Big|_{z=0^-} = -\frac{1}{j\omega\epsilon_1} \frac{\partial H_y}{\partial z} \Big|_{z=0^+}.$$

因为 $\epsilon_0 > 0, \epsilon_1 < 0$, 则 $\frac{\partial H_y}{\partial z} \Big|_{z=0^-}$ 与 $\frac{\partial H_y}{\partial z} \Big|_{z=0^+}$ 必须有相反的符号. 同理, 在 $z = d_1$ 界面上也可以得到同样的结果. 这一结果表明电磁场的大部分能量局域在界面上.

由麦克斯韦方程组可以写出入射电场的形式为

$$E^i = \left(\hat{x} \frac{\sqrt{k_0^2 - k_x^2}}{\omega\epsilon_0} - \hat{z} \frac{k_x^i}{\omega\epsilon_0} \right) H_0 \times \exp(-jk_x^i x - j\sqrt{k_0^2 - k_x^2} z). \quad (1)$$

假设 k_x 是实数, 对于行进波有 $k_x^2 \leq \omega^2 \mu_0 \epsilon_0$. 如果 $k_x^2 > \omega^2 \mu_0 \epsilon_0$, 对应的则是隐失波, 并且 $\sqrt{k_0^2 - k_x^2} = -j\sqrt{k_x^2 - k_0^2}$, 负号表明在 $z > 0$ 方向有一个隐失波. 无论是负介电常数材料还是负磁导率材料, 都有 $\epsilon\mu < 0$, 则 $k_x^2 > \omega^2 \mu\epsilon$, 所以电磁波在这两种材料中存在的形式总是隐失波.

根据以上分析, 我们可以写出图 1 结构中每个区域内的电磁场形式^[2, 11]. 结合边界条件, 可以给出

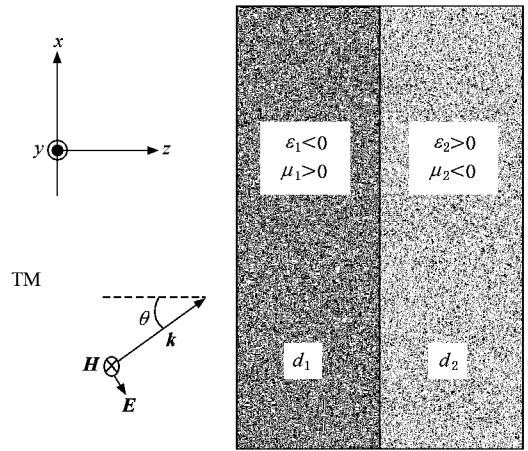


图 1 负介电常数材料和负磁导率材料双层结构示意图

透射系数 t 的表达式为

$$t = 8 \exp(\sqrt{k_x^2 - k_1^2} d_1 + \sqrt{k_x^2 - k_2^2} d_2) \{ (1 + p_0) \times \exp(2\sqrt{k_x^2 - k_1^2} d_1) [(p_1 - 1) \{ p_2 - 1 \} + (p_1 + 1) \{ p_2 + 1 \}] \exp(2\sqrt{k_x^2 - k_2^2} d_2) - (1 - p_0) [(p_1 + 1) \{ p_2 - 1 \} + (p_1 - 1) \{ p_2 + 1 \}] \} \exp(2\sqrt{k_x^2 - k_2^2} d_2) \} \quad (2)$$

式中

$$p_0 = \frac{j\epsilon_1 \sqrt{k_0^2 - k_x^2}}{\epsilon_0 \sqrt{k_x^2 - k_1^2}},$$

$$p_1 = \frac{\epsilon_2 \sqrt{k_x^2 - k_1^2}}{\epsilon_1 \sqrt{k_x^2 - k_2^2}},$$

$$p_2 = \frac{\epsilon_0 \sqrt{k_x^2 - k_2^2}}{j\epsilon_2 \sqrt{k_0^2 - k_x^2}},$$

$$k_n = \omega \sqrt{\mu_n \epsilon_n} = k_{nr} - jk_{ni} \quad (n = 1, 2).$$

相应地, 透射率

$$T = |t|^2.$$

3. 单负材料双层结构的类布儒斯特角

文献 2 利用等效传输线方法给出了上述结构发生共振隧穿时需要的条件为

$$X_1 = -X_2, \quad (3a)$$

$$\beta_1 d_1 = \beta_2 d_2. \quad (3b)$$

这里

$$X_n = -\frac{\sqrt{k_x^2 - \omega^2 \mu_n \epsilon_n}}{\omega \epsilon_n},$$

$$\beta_n = -j\sqrt{k_x^2 - \omega^2 \mu_n \epsilon_n},$$

其中 $n = 1, 2$ 分别代表负介电常数材料层和负磁导率材料层. 在 (3a) 和 (3b) 两式中, 除了与该结构的材料参数和结构参数有关, 还可以观察到共振隧穿的条件与 k_x 值有关. 由于 $k_x = k_0 \sin\theta$ (θ 是电磁波的入射角), 从而可以得到电磁波通过此结构发生共振隧穿时入射角满足的条件为

$$\theta = \arcsin \sqrt{\frac{\epsilon_1 \epsilon_2 (\epsilon_2 \mu_1 - \epsilon_1 \mu_2)}{\mu_0 \epsilon_0 (\epsilon_2^2 - \epsilon_1^2)}}. \quad (4)$$

由于共振隧穿的反射率 $R = 0$, 透射率 $T = 1$, 所以 (4) 式中的入射角可以看作是光学中所谓的布儒斯特角, 称之为类布儒斯特角.

4. 结果及应用

根据 (2) 式可以计算负介电常数材料和负磁导率材料组成双层结构的透射率随入射角的变化关系 (图 2). 本文计算中取这两种材料层的参数分别为

$$\epsilon_1 = -3\epsilon_0,$$

$$\mu_1 = 2\mu_0,$$

$$\epsilon_2 = 7.02\epsilon_0,$$

$$\mu_2 = -5\mu_0;$$

厚度 d_1 和 d_2 分别取两组数据, 第一组为

$$d_1 = \frac{5.2\pi}{5|k_1|},$$

$$d_2 = \frac{5.2\pi}{4.85|k_2|},$$

第二组为

$$d_1 = \frac{6\pi}{5|k_1|},$$

$$d_2 = \frac{6\pi}{4.85|k_2|}.$$

如图 2 所示, 实线对应第一组数据, 虚线对应第二组数据. 从图 2 中的两条曲线可以看出, 透射率在入射角大约为 $\pi/4$ 时达到了共振隧穿, 这是由于我们所选的材料参数代入方程 (4) 后得到类布儒斯特角约为 $\pi/4$. 所以电磁波只有在入射角为 $\pi/4$ 附近时才可以通过, 对于其他小角度或大角度入射的电磁波几乎都不能通过.

负介电常数材料和负磁导率材料组成双层结构的这种特性, 可以用来设计带通滤波器, 因为只有当入射角位于类布儒斯特角及其附近时电磁波才能通

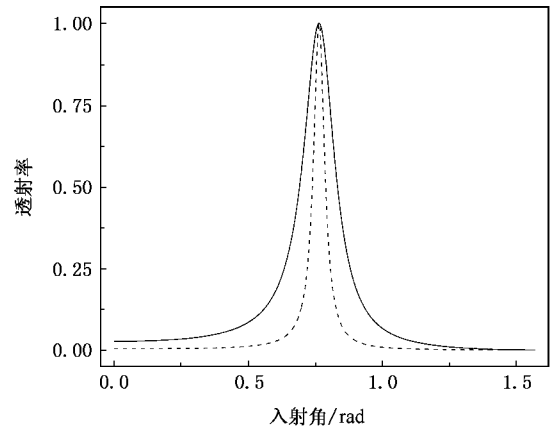


图 2 双层结构透射率随入射角度的变化关系

过 (如图 3(a) 所示). 如果适当地调节双层结构的相关参数, 可以得到令人更加满意的带通滤波器. 如果图 1 双层介质结构是由正常材料组成, 根据菲涅耳公式可知, 一般只可以实现低通滤波 (如图 3(b) 所示).

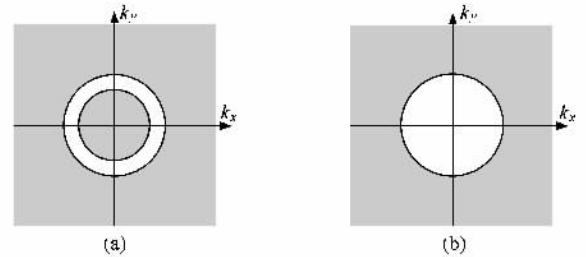


图 3 滤波器原理示意图 (a) 带通滤波器 (b) 低通滤波器

本文研究的单负材料没有考虑它们的损耗和色散性. 从定性来看, 所给的结论可以推广到有损耗和有色散的单负材料中去. 不同的是, 在有损耗的单负材料中透射率将有所降低, 而有色散的单负材料在某个频率下将会发生共振隧穿现象. 这些内容我们将另文发表.

5. 结 论

对于由单负材料组成的双层结构, 电磁波在跨越负介电常数材料层和负磁导率材料层的界面时, 由边界条件可知, 电场或磁场的导数在界面两侧必须异号或为零, 导致了电磁场的大部分能量局域在界面上, 形成特殊的界面模式. 当入射角位于类布儒斯特角及其附近时, 这些界面模演变为共振隧穿模, 导致共振透射的发生. 我们可以利用单负材料的这种输运特性来实现带通滤波, 而对于正常材料, 一般

只可以实现低通滤波. 这种结构提供了一种新的设计带通滤波器的参考, 可以设计出令人更加满意的光学器件.

感谢同济大学物理系陈鸿教授在本文写作过程中给予的指导和帮助.

- [1] Jiang H T , Chen H , Li H Q , Zhang Y W , Zi J , Zhu S Y 2004 *Phys. Rev. E* **69** 066607
- [2] Alù A , Engheta N 2003 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **51** 2558
- [3] Jiang H T , Chen H , Li H Q , Zhang Y W 2005 *Chin. Phys. Lett.* **22** 884
- [4] Li J S , Zhou L , Chan C T , Sheng P 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 083901
- [5] Lakhtakia A , Krowne C M 2003 *Optik* **114** 305
- [6] Fredkin D R , Ron A 2002 *Appl. Phys. Lett.* **81** 1753
- [7] Jiang H T , Chen H , Liu N H , Zhu S Y 2004 *Chin. Phys. Lett.* **21** 101
- [8] Jiang H T , Chen H , Li H Q , Zhang Y W 2003 *Appl. Phys. Lett.* **83** 5386
- [9] Li G W , Chen H , Zhu S Y 2004 *Phys. Rev. B* **70** 245102
- [10] Kim K Y 2005 *Opt. Lett.* **30** 430
- [11] Wang H , Li Y P 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 2172 (in Chinese) [王辉、李永平 2001 物理学报 **50** 2172]

The transmission properties of pairing structure of negative permittivity and negative permeability materials^{*}

Dong Li-Juan^{1,2)} Jiang Hai-Tao^{2,3)†} Yang Cheng-Quan¹⁾ Shi Yun-Long^{1,2)}

1 *Institute of Solid State Physics , Shanxi Datong University , Datong 037009 ,China)*

2 *Pohl Institute of Solid State Physics , Tongji University , Shanghai 200092 ,China)*

3 *State Key Laboratory of Functional Materials for Informatics , Shanghai Institute of Microsystem and Information Technology , Chinese Academy of Sciences ,Shanghai 200050 ,China)*

(Received 13 September 2005 ; revised manuscript received 26 January 2007)

Abstract

The transmission properties of pairing structure consisting of negative-permittivity and negative-permeability materials were studied using Maxwell equations. Most of energy of electromagnetic field is localized on the interface between the materials due to boundary conditions when electromagnetic wave is incident on the structure. Investigations show that the interface mode may evolve into resonance tunneling mode under specific incident angle ,which leads to resonance transmission. The transmission properties can effect band-pass filtering.

Keywords : negative permittivity material , negative permeability material , single-negative material , band-pass filter

PACC : 4270Q , 7820P

^{*} Project supported by the Scientific Research Foundation for the Returned Overseas Chinese Scholars of Shanxi Province , China (Grant No. 2005063) , the Foundation of Science and Technology Development of Tongji University , the Scientific Research and Development Foundation of Institution of Higher Education of Shanxi Province , China (Grant Nos. 2002052 , 20051341) and the Key Academic Discipline Program of the Education Bureau of Shanxi Province , China (Grant No. 20055019).

[†] Corresponding author. E-mail : jiang-haitao@mail.tongji.edu.cn