

单负材料填充包层的矩形波导模式特性*

Properties of Guided Modes in Rectangular Waveguides with Single Negative Materials

蒙成举^{1,2}, 卢强华¹, 欧梅莲¹, 柳玉玲¹, 刘瑶¹, 高英俊^{1**}

MENG Cheng-ju^{1,2}, LU Qiang-hua¹, OU Mei-lian¹, LIU Yu-ling¹, LIU Yao¹, GAO Ying-jun¹

(广西大学物理科学与工程技术学院,广西南宁 530004;2. 河池学院物理与机电工程学院,广西宜州 546300)

(1. College of Physical Science and Engineering, Guangxi University, Nanning, Guangxi, 530004, China; 2. School of Physics and Mechanical & Electronic Engineering, Hechi University, Yizhou, Guangxi, 546300, China)

摘要:【目的】通过求解矩形波导模式特征方程,计算矩形波导横向场分布,研究电磁波在单负材料矩形波导中的传播特性以及该波导参数对其导模 E_{mn}^x 的影响规律。【方法】基于电磁场的波动理论和马卡梯里假设,利用图解法对波导有效折射率及横向电场分布进行求解,并分析波导模式的频率色散关系。【结果】该矩形波导的传播模式 E_{0n}^x 和 E_{1n}^x 为 x 方向衰减的表面模,仅当 $m > 1$ 时,波导的传播模式才是振荡导模;固定波导芯子层厚度不变,当导波频率增大时,高阶模向高频方向移动的速度比低阶的快;保持 $m > 1$,当 m 或 n 增大时, E_{mn}^x 模式的截止点均向波导孔径增大的方向移动,且相邻模式的截止间距相等。【结论】单负材料包层的矩形波导既支持存在低阶表面模的条件,也支持存在高阶振荡导模的条件,波导孔径大小对导波模有很好的调制效果,可实现宽孔径多模传输和小孔径单模传输的功能。

关键词: 波动光学 单负材料 矩形波导 有效折射率 导模

中图分类号: TG111.2 文献标识码: A 文章编号: 1005-9164(2015)01-0094-05

Abstract: 【Objective】The propagation properties of electromagnetic wave and the regulation of waveguide parameters to the guided mode E_{mn}^x are studied by solving the equation of waveguide mode and calculating the transverse field distribution in rectangular waveguide with single negative materials. 【Methods】Based on the electromagnetic wave theory and the assumption of Marcatili's, the effective index and the transverse field distribution are solved, and the frequency dispersion of guided mode is obtained numerically by using the graphical method. 【Results】The propagation modes of E_{0n}^x and E_{1n}^x in the rectangular waveguide are the surface modes in x -

axis direction, and waveguide propagation mode will be oscillating mode only when $m > 1$; when the waveguide core layer thickness is fixed, the translational speed of high-order mode moves to higher frequency and is quicker than the low order with the frequency of guided mode increasing; when keeping $m > 1$, the cut-off point of E_{mn}^x mode moves to the direction of widen waveguide aperture with m or n increasing, and the

收稿日期:2014-09-11

修回日期:2014-10-05

作者简介:蒙成举(1979-),男,实验师,主要从事光电子材料方面的研究。

*国家自然科学基金项目(51161003,50661001),广西高校科学技术研究项目(2013YB206)和广西大学实验技能训练基金项目(SYJN20130412,20130416)资助。

**通讯作者:高英俊(1962-),男,教授,博士研究生导师,主要从事新材料设计与计算机模拟实验研究。

cut-off distance is the same of the adjacent mode. **【Conclusion】**The rectangular waveguide with single negative materials supports both high-order guided modes and low-order surface modes. The modulation effect of waveguide aperture size to wave guided mode is very well, which can realize the function of wide aperture multi-mode transmission and small aperture single-mode transmission.

Key words: wave optics, single negative materials, rectangular waveguides, effective refractive index, guide mode

DOI:10.13656/j.cnki.gxkx.20150126.001

0 引言

【研究意义】自 1974 年 Cohn^[1]报道波导特性的研究成果以来,由新型功能材料构成的光波导越来越受到同行的关注。近年来有学者利用单元结构的局域响应机制构造出一种新型的功能材料——特异材料^[2~4]。在一定的波段范围内,该材料的物性参数磁导率和介电常数可以出现 1 个或 2 个为负值,其中 2 个均为负值的称为双负材料或左手材料^[5],而 1 个为负值的称为单负材料,又分为负 μ 材料(MNG)和负 ϵ 材料(ENG)两种。由于这些特异材料构成的光波导与传统材料具有相异的物理特性,故引起研究者的兴趣^[6~8]。比如左手材料平板波导具有基模消失、支持慢波传播,甚至存在涡旋能流等现象^[9];而由单负材料构成的平板波导可能会使导模存在的模折射率范围扩大^[9~11]。矩形波导是一种常用的集成光学元器件,在通信集成传输线平面集成化、小型化等方面具有重要的应用,普通材料构成的矩形波导的相关研究在国外已有较多报道^[9,12~17],因此研究新型功能材料构成的矩形波导,对其实际应用有较大现实意义。**【前人研究进展】**文献^[17]报道了由磁单负材料填充的矩形谐振腔的导波模式,这为单负材料矩形波导的研究提供了启发,但该文献仅研究矩形腔内芯层的情况,只考虑横截面 x 轴向上的限制,而 y 轴向为无限长,还只是停留在一维平板问题。**【本研究切入点】**矩形波导是利用横截面在二维方向上限制其光场的导波结构,是一维结构的二维问题,比平板波导更为复杂,而这方面的研究报道国内很少见,尤其是单负材料包层的矩形波导的研究。近年来本研究团队已经对新功能材料构成的光子晶体、平板波导做了相关的研究,并取得一些成果^[18~20]。**【拟解决的关键问题】**基于此,本文主要针对以单负材料填充外包层,普通材料为芯层的波导结构,研究其模式特性,用经典波动光学理论建立该波导中的导波模式方程,通过图解法研究其存在的导波条件,并求解波导的横向电场分布,进一步讨论该波导的孔径大小(芯层厚度)对导波模式的具体影响规律,为波导传输线集成化和小型化广西科学 2015 年 2 月 第 22 卷第 1 期

的设计提供指导意义。

1 研究模型及理论方法

1.1 矩形波导结构模型

如图 1 所示,把模型横截面划分成 9 个区,其中波导芯的厚度和宽度分别为 a 、 b ,选取芯层的中心为原点建立直角坐标系, Z 轴垂直于纸面向内,并定义电磁波沿着 Z 轴方向传播。图 1 中除了芯层区域外,周围的 8 个区域可以是不同材料填充的包层。这是一个比较复杂的边界问题,如果用电磁场理论严格求解,9 个区的电磁场分布和边界条件都必须考虑,将使得问题变得非常复杂。为了简化分析,并能得出简单且高精度的近似公式,采用马卡梯里假设^[21],即矩形波导可以由等效成 x 、 y 分量的两个独立三层平板波导组成,当波导中传播的模式满足远截止模式条件时,对矩形波导做了一个近似:大部分的光功率在波导芯中传输,芯区之外的包层(阴影区)光的功率极小,导波模的电磁场衰减的很快,因此计算时 4 个阴影的区域可以忽略不计。为了便于计算,除了阴影区域外其他区域分别用阿拉伯数字 1,2,3,4,5 标出各自的区域号,各区域的介电常数分别为 ϵ_1 、 ϵ_2 、 ϵ_3 、 ϵ_4 、 ϵ_5 。

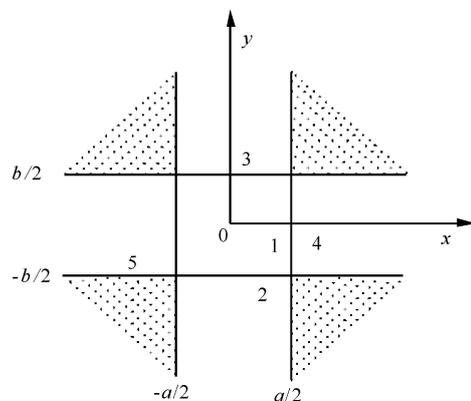


图 1 矩形波导结构截面示意图

Fig. 1 Scheme of rectangular wave-guide

1.2 基本原理与计算方法

波导芯层介质 $\epsilon_1 = 5.664$, $\mu_1 = 1$, 其周围包层 2,3,4,5 区填充为同一单负材料介质,介电常数与频率的关系为 $\epsilon_2 = 1 - \omega_0/\omega^2$, $\epsilon_5 = \epsilon_4 = \epsilon_3 = \epsilon_2$, μ_1, μ_2 ,

μ_4, μ_5 均为 1, ω_0 为等离子体频率, 数值计算过程中取波导芯层厚度 $a = b = 2\lambda_0$, $\lambda_0 = 2\pi c / \omega_0$ 为特征波长。从麦克斯韦电磁波方程组可以推出, 波导 E_{mn}^x 导模的电场分量 $E_{x0}(x, y)$ 的波动方程为

$$E_{x0}(x, y) = \varphi(x)\varphi(y), \quad (1)$$

其中 $\varphi(x), \varphi(y)$ 满足横向亥姆霍兹方程:

$$\frac{d^2 \varphi(x)}{dx^2} + k_{ix}^2 \varphi(x) = 0, i = 1, 2, 3, 4, 5, \quad (2)$$

$$\frac{d^2 \varphi(y)}{dy^2} + k_{iy}^2 \varphi(y) = 0, i = 1, 2, 3, 4, 5. \quad (3)$$

(2) 式、(3) 式中的 k_{ix}, k_{iy} 分别表示 5 个区域的传播系数。根据近似分析, 上述方程的通解为

$$\varphi(x) = \begin{cases} A_4 e^{-k_{4x}(x-a/2)}, & a/2 \leq x < \infty, \\ A \cos(k_x x - \xi), & -a/2 < x \leq a/2, \\ A_5 e^{k_{5x}(x+a/2)}, & -\infty < x \leq -a/2, \end{cases} \quad (4)$$

$$\varphi(y) = \begin{cases} A_2 e^{k_{2y}(y+b/2)}, & -\infty < y \leq -b/2, \\ A \cos(k_y y - \eta), & -b/2 < y \leq b/2, \\ A_3 e^{-k_{3y}(y-b/2)}, & b/2 \leq y < \infty, \end{cases} \quad (5)$$

其中 A, A_2, A_3, A_4, A_5 为积分常数, 即相应区域的振幅因子, ξ 和 η 是相位因子。各区域传播系数 k_{4x}, k_{5x}, k_{3y} 和 k_{2y} 与芯层传播系数满足如下关系^[21]:

$$\begin{cases} k_{3x}^2 = k_{2x}^2 = k_x^2 - k_0^2(\epsilon_1 \mu_1 - \epsilon_2 \mu_2), \\ k_{5y}^2 = k_{4y}^2 = k_y^2 - k_0^2(\epsilon_1 \mu_1 - \epsilon_2 \mu_2), \end{cases} \quad (6)$$

其中 $k_0 = \omega/c$, c 为真空中光速。根据马卡梯里假设, 矩形波导可以等效成 2 个独立的三层平板波导组成, 再利用电磁场边界连续性条件, 即在 $y = -b/2$ 处电场强度和磁场强度的切向分量连续, 可得 E_{mn}^x 模式 y 轴向上的特征方程:

$$k_y b = n\pi + 2 \arctan \left(\frac{\mu_1 k'_{4y}}{\mu_2 k_y} \right). \quad (7)$$

同理可推出 x 轴向上的特征方程为

$$k_x a = m\pi + 2 \arctan \left(\frac{\epsilon_1 k'_{2x}}{\epsilon_2 k_x} \right), \quad (8)$$

式中 $k'_{3x} = k'_{2x} = -k_{2x}^2; k'_{5x} = k'_{4x} = -k_{4x}^2, m, n = 0, 1, 2, 3, \dots$ 。由平板波导中的模序数定义可知, m, n 为 x, y 分量上的节点数。分别对两个独立分量求解后, 再根据公式(9)算出矩形波导 z 轴向上的有效折射率或传播常数^[21]:

$$N = \beta/k_0 = \frac{\sqrt{k_0^2 \epsilon_1 \mu_1 - k_x^2 - k_y^2}}{k_0}. \quad (9)$$

2 数值模拟结果与分析

2.1 频率对矩形波导 x 和 y 分量的影响

由 E_{mn}^x 模式特征方程式(7)和(8)可看出, y 方向

的场型相当于 TE 模式的本征方程, 而 x 轴向上的场型则相当于 TM 模式的本征方程^[7,8,20]。取特征波长 $\lambda_0 = 1.5 \mu\text{m}$, 分别对两个独立分量进行数值模拟, 结果如图 2 所示。

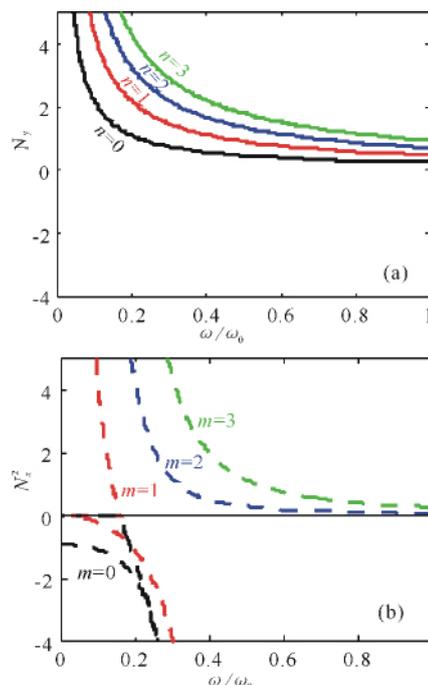


图 2 x, y 分量有效折射率与频率 ω 的关系

Fig. 2 Relationship between component effective refraction and frequency

图 2(a) 给出了由式(7)得到的 y 方向 N_y 与频率(归一化频率)的关系曲线。可明显看出, 对于不同的模阶数 n, N_y 均大于零, 即 y 方向的波导芯子中均为振荡的导模解, 同时随着 n 的增大, 对应的有效折射率曲线向高频方向移动。

若矩形波导的外包层材料是普通介质, 对(7)式、(8)式的解均为实数, 满足色散方程的模式为振荡导模。由于芯层的外包层是金属材料, 在 $\omega < \omega_p, \epsilon_2 < 0$ 时, 那么由特征方程(8)式决定 x 方向的 N_x 有实有虚的情况: 当 $N_x > 0$ 时, 表示波导芯子中 x 方向的电场是振荡的, 当 N_x 为纯虚数 ($N_x^2 < 0$) 时, 则表明 x 轴向支持表面模存在。由此可以推测, 该波导 x 方向既支持存在表面模, 也支持存在振荡导模。为了方便比较, 我们把这些解绘在同一张图中(图 2b), 可以看到, 当 $m = 0$ 时, $N_x^2 = k_x^2/k_0^2$ 为负数, 说明 N_x 为纯虚数或者说 k_x 为纯虚数, 即支持存在表面模的条件, 如图中黑虚线所示, 当 $m = 1$ 时, N_x 有实有虚, 亦支持存在表面模, 如图中红色虚线所示; 当 $m > 1$ 时, N_x 恒为实数, 此时仅支持存在振荡导模, 如图 2(b) 中蓝、绿色短划线所示。图 2 结果显示前面的推测是准确的。

从图 2(b) 还可以看出, 当 $m = 0$ (对称模), 在 N_x^2

约为 -2.23 时,模式发生劈裂,出现反对称模,而当 $m = 1$ (反对称模),在 N_x^2 约为 0 时,模式亦发生劈裂,出现对称模,随后 $0,1$ 模式又在 $N_x^2 < 0$ 区域有相互简并的趋势,如图 2(b) 的黑、红色短划线所示。根据表面波的穿透深度正比于 $1/|k_x|$,当 ω 减小, $|k_x|$ 逐渐减小, x 方向上表面波的穿透深度逐渐加强,故 x 轴向的两个表面模之间的相互作用渐渐加强,导致 0 阶模(对称模)和 1 阶模(反对称模)的能级发生劈裂,而模出现能级劈裂的位置不同,说明两个界面对称与反对称模的束缚强度不同。

2.2 频率对矩形波导轴向分量的影响

根据(7)式和(8)式可得到 x 、 y 分量的有效折射率,再由(9)式可以得到矩形波导轴向上传播模式的有效折射率。由于模式组合较多,为了更清楚的分析各模式的色散关系,把 $m = 0,2$ 和 $m = 1,3$ 分成两张图来绘制,模式的频率色散关系如图 3(a)、(b) 所示。

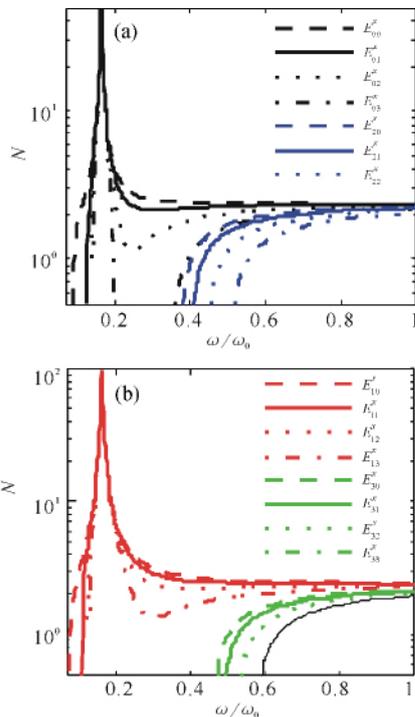


图 3 矩形波导轴向有效折射率与频率的关系

Fig. 3 Relationship between axial effective refraction and frequency

从图 3 可以看出,当 $m = 0$ 或 1 时,约在 $\omega = 0.16\omega_0$ 处,模式 E_{0n}^x 和 E_{1n}^x 的有效折射率趋于无穷大,这是因为 N_x^2 也在这个频率位置趋于负无穷大,而此时 y 分量的 N_y 为有限量,由(9)式也可以判断芯子中模式 E_{0n}^x 和 E_{1n}^x 的有效折射率必然趋于无穷大,因此这种电磁波在矩形波导中的传播模式是, x 方向为衰减的表面模;当 $m > 1$ 时,所有的 E_{mn}^x 模式均为振荡导模,模的有效折射率 $N < \sqrt{\epsilon_1 \mu_1}$,且随着 m 或 n 的

增大,模式的有效折射率曲线均向高频方向移动,如图 3(a) 中的蓝色曲线和图 3(b) 中绿色曲线所示。研究还发现,模式 E_{0n}^x 、 E_{1n}^x 的有效折射率分别为 50 和 100 左右时,出现能级劈裂现象,这是由于 $m = 0,1$ 时, x 分量出现能级分裂的缘故,且前者劈裂对应的有效折射率要小于后者,这也进一步说明,该矩形波导在 x 方向上两个界面对其对称模和反对称模的束缚强度存在差异。

2.3 矩形波导的横向电场分布

为了进一步了解矩形波导中导波模式的传输特性,把(4)式、(5)式代入(1)式,可算出模式 E_{mn}^x 横向电场分布,这里令 $A = 1, A_2, A_3, A_4$ 和 A_5 取值由边界处的电磁场连续性条件来唯一确定,其他各参数从图 2 和图 3 中取值,计算机模拟得出的结果如图 4 所示。

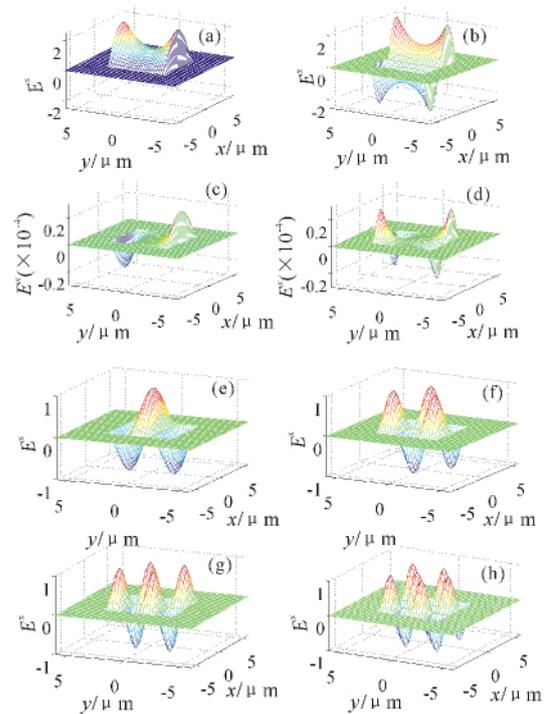


图 4 矩形波导横向电场分布三维模拟

Fig. 4 3D simulations of lateral electric field distribution for rectangular waveguide

图 4(a)~(d)中 $m = 0,1$,并取电磁波频率 $\omega = 0.22\omega_0$,此时 x 方向的有效折射率为虚数,从图中可以看出, E_{00}^x 、 E_{01}^x 和 E_{10}^x 、 E_{11}^x 模式的横向电场振幅随着离开界面的距离增大而衰减,界面处的电场最大,因此, E^x 的峰值均位于界面处。通过对比还发现 E_{00}^x 、 E_{01}^x 模式电场振幅的绝对值在界面处大于 1 ,且远高于 E_{10}^x 、 E_{11}^x 模式,这也说明,两个界面对 E_{10}^x 和 E_{11}^x 模式的限制作用要小于 E_{00}^x 和 E_{01}^x 模式。进一步研究还发现 E_{0n}^x 、 E_{1n}^x 与 E_{00}^x 、 E_{10}^x 具有相同的规律,故当这种电磁波在该波导中传播时,模式 E_{0n}^x 、 E_{1n}^x 的传播是 x

方向为衰减的表面模,这也验证了 2.2 节的分析。

图 4(e)~(h)中 $m > 1$, 取电磁波频率 $\omega = 0.6\omega_0$, 此时 x, y 方向的有效折射率均为实数, 不难看出, E_{20}^x, E_{21}^x 和 E_{31}^x, E_{32}^x 模式的横向电场振幅绝对值均小于 1, 电场出现振荡衰减, 故当该电磁波在波导中传导时, E_{mn}^x, E_{mn}^y 的传播模式是振荡导模, 通过对比还发现 E_{mn}^x 的下标 m, n , 分别是 x 方向和 y 方向电场振幅峰值数目, 从中可以理解矩形波导 E_{mn}^x 模式的意义。

2.4 矩形波导孔径对导波模式的影响

确定导波频率为 $\omega = 0.6\omega_0$ 时, 通过计算机数值模拟波导孔径对导波模 $E_{mn}^x (m > 1)$ 的影响, 结果如图 5 所示。

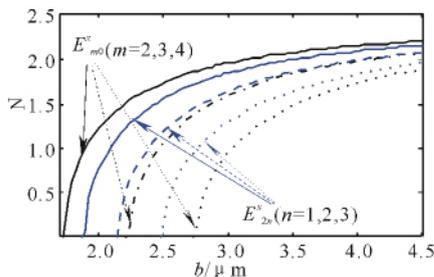


图 5 波导芯层厚度对 E_{mn}^x 模式的影响

Fig. 5 Effect of core layer thickness on guided mode E_{mn}^x

由图 5 可以看出, 当固定 $n = 0, m = 2, 3, 4$ 变化时, 芯子中 E_{m0}^x 模式从截止点向芯层厚度增大的方向移动, 说明 m 越大, 将需要更大的波导孔径才能传导该模式的电磁波, 而相邻模式的截止点间距为常数, 如图 5 中的黑色曲线所示; 当固定 $m = 2$ 不变, $n = 1, 2, 3$ 变化时, 芯子中的 E_{2n}^x 模式截止距离也增大。说明当波导孔径足够小即可实现单模传输功能, 相反当波导孔径足够大又可以实现多模传输功能, 因此该波导的孔径大小对导波模式具有较灵活的调制作用。

3 结论

本文利用经典波动光学理论建立波导模式方程, 通过图解法求解波导的横向电场分布, 揭示出矩形波导的传播特性, 并分析影响波导模式的因素, 得到结论:

(1) 该矩形波导的传播模式 E_{0n}^x 和 E_{1n}^x 为 x 方向衰减的表面模, 仅当 $m > 1$ 时, 波导的传播模式才是振荡导模;

(2) $m = 0, 1$ 时, E_{0n}^x 和 E_{1n}^x 模式横向电场振幅峰值出现在矩形波导的边界处, 证实模式 E_{0n}^x 和 E_{1n}^x 是在 x 方向随远离界面而衰减的表面模;

(3) 当固定波导芯子层厚度不变, 导波频率增大时, 高阶模向高频方向移动的速度比低阶的快;

(4) 当 $m > 1$ 时, 增大 m 或 n, E_{mn}^x 模式的截止点均向波导孔径增大的方向移动, 且相邻模式的截止点间距相等, 可实现宽孔径多模传输和小孔径单模传输的功能。

这些特性为光波导器件的设计提供理论指导。

参考文献:

- [1] Cohn S B. Properties of ridge waveguide[J]. Proc IRE, 1974, 35(8):783-788.
- [2] Shelly R A, Smith D R, Schultz S. Experimental verification of a negative index of refraction[J]. Science, 2001, 292:77-79.
- [3] Eleftheriades G V, Lyyer A K, Kremer P C. Planar negative refractive index media using periodically L-C loaded transmission lines[J]. IEEE Trans Microwave Theory Tech, 2002, 50(2):2702-2712.
- [4] Jiang H T, Chen H, Li H Q, et al. Properties of one-dimensional photonic crystals containing single negative materials[J]. Phys Rev E, 2004, 69(6):066603.
- [5] Veselago V G. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ [J]. Soviet Physics Uspekhi, 1968, 10(4):509-514.
- [6] Aguanog D, Mattiui Ci N, Scalora M, et al. TE and TM guided modes in an air waveguide with negative-index material cladding[J]. Phys Rev E, 2005, 71(4):046603.
- [7] 肖丙刚, 韩张华, 何金龙. 转移矩阵法在负折射介质平板波导中的应用研究[J]. 光子学报, 2006, 35(10):1484-1487.
- [8] Xiao B G, Han Z H, He J L. Transfer matrix in a negative-refractive-index medium and its application to the investigation of characteristics of a left-handed waveguide[J]. Acta Photonica Sinica, 2006, 35(10):1484-1487.
- [9] He Y, Zhang X, Yang Y Y, et al. Guided modes in asymmetric metal-cladding left-handed material waveguides[J]. Chinese Optics Letters, 2011, 9(5):052301.
- [10] Shadrivov I V, Sukhorukov A A, Kivshar Y S. Guided modes in negative-refractive-index waveguides[J]. J Phys Rev E, 2003, 67(5):057602.
- [11] Wu B I, Grzegorzczak T M, Zhang Y, et al. Guided modes with imaginary transverse wave number in a slab waveguide with negative permittivity and permeability[J]. Appl Phys, 2003, 93(11):9386-9388.
- [12] He Y, Cao Z Q, Shen Q S. Guided optical modes in asymmetric left-handed waveguides[J]. Opt Commun, 2005, 245(1-6):125-135.
- [13] Bludov Yu V. Propagation of the H_{10} mode in a rectangular waveguide with a dielectric discontinuity[J]. Technical Physics, 2005, 50(8):1062-1068.

(下转第 108 页 Continue on page 108)

waves of triply-symmetric photonic crystals[J]. Guangxi Sciences, 2014, 21(3): 231-235.

- [7] Meade R D, Brommer K D, Rappe A M, et al. Electromagnetic Bloch waves at the surface of a photonic crystal[J]. Phys Rev B, 1991, 44(19): 10961-10964.
- [8] Ramos-Mendieta F, Halevi P. Electromagnetic surface modes of a dielectric superlattice: The supercell method[J]. Opt Soc Am B, 1997, 14: 370-381.
- [9] Feng S, Sang H Y, Li Z Y, et al. Sensitivity of surface states to the stack sequence of one-dimensional photonic crystals[J]. J Opt A: Pure Appl Opt, 2005, 7(8): 374-381.
- [10] Barvestani J, Kalafi M, Soltani-Vala A, et al. Backward surface electromagnetic waves in semi-infinite one-dimensional photonic crystals containing left-handed materials[J]. Physical Review A, 2008, 77(1): 013805.
- [11] Robertson W M, May M S. Surface electromagnetic wave excitation on one-dimensional photonic band-gap arrays[J]. Appl Phys Lett, 1999, 74: 1800-1802.
- [12] Robertson W M. Experimental measurement of the effect of termination on surface electromagnetic waves in one-dimensional photonic bandgap arrays [J]. J

Lightwave Technol, 1999, 17: 2013-2017.

- [13] Hassouani Y E, Boudouti E H E, Aynaou H, et al. Comment on 'Sensitivity of surface states to the stack sequence of one-dimensional photonic crystals' [J]. J Opt A: Pure Appl opt, 2007, 9: 308-313.
- [14] Namdar A. Tamm states in one-dimensional photonic crystals containing left-handed materials [J]. Optics Communications, 2007, 278(1): 194-198.
- [15] 孟洋, 刘念华. 与色散介质毗邻的一维半无限光子晶体表面态[J]. 光子学报, 2007, 36(11): 2071-2074.
- Meng Y, Liu N H. Surface states of semi-infinite one-dimensional photonic crystals adjacent to dispersive medium background[J]. Acta Photonic Sinica, 2007, 36(11): 2071-2074.
- [16] Bria D, Djafari-Rouhani B, Akjouj A, et al. Band structure and omnidirectional photonic band gap in lamellar structures with left-handed materials[J]. Phys Rev B, 2004, 69: 066613.

(责任编辑: 尹 闯)

(上接第 98 页 Continue from page 98)

- [13] Jiang T, Chen Y, Feng Y J. Subwavelength rectangular cavity partially filled with left-handed materials [J]. Chin Phys, 2006, 15(6): 1154-1160.
- [14] Meng F Y, Wu Q, Fu J H, et al. An anisotropic metamaterial-based rectangular resonant cavity [J]. Appl Phys A, 2008, 91: 573-578.
- [15] Llin N V, Smimov A I, Kondratiev I G. Metamaterial layer in rectangular waveguide [J]. Physics of Wave Phenomena, 2010, 18(4): 277-283.
- [16] Nesterenko M V, Katrich V A, Penkin Y M, et al. Electromagnetic waves scattering by impedance vibrators in a rectangular waveguide [J]. Thin Impedance Vibrators, 2011, 95: 169-198.
- [17] Liu W L, Tang T T, He X J. Guided modes in a rectangular waveguide filled with single-negative materials [J]. Optik, 2014, 125(12): 2884-2864.
- [18] 苏安, 蒙成举, 高英俊. 实现高品质滤波功能的一维光子晶体量子阱滤波器 [J]. 中国激光, 2013, 40(10): 1006001.
- Su A, Meng C J, Gao Y J. Modulation of activated impurity on filter property of photonic crystal quantum well [J]. Chinese Journal of Lasers, 2013, 40(10):

1006001.

- [19] 蒙成举, 苏安, 高英俊. 实现高效光滤波与放大功能的掺激活杂质光子量子阱 [J]. 红外与激光工程, 2013, 42(6): 3207-3212.
- Meng C J, Su A, Gao Y J. Photonic crystal quantum well with active impurity possessing high efficient optical filtering and amplifying functions [J]. Infrared and Laser Engineering, 2013, 42(6): 3207-3212.
- [20] 许江勇, 段国华, 张卫龙, 等. Metal-LHM-Metal 三层对称平板波导的传输特性研究 [J]. 广西科学, 2012, 19(3): 236-238.
- Xu J Y, Duan G H, Zhang W L, et al. Propagation properties of waveguide in three-layer symmetric slab made of Metal-LHM-Metal [J]. Guangxi Sciences, 2012, 19(3): 236-238.
- [21] 曹庄琪. 导波光学 [M]. 北京: 科学出版社, 2007.
- Cao Z Q. Waveguide Optics [M]. Beijing: Science Press, 2007.

(责任编辑: 尹 闯)