

doi: 10.3788/gzxb20154410.1023002

各向异性左手材料劈形平面波导传输特性

沈陆发¹, 王子华²

(1 湖州师范学院 理学院, 浙江, 湖州 313000)

(2 上海大学 通信与信息工程学院, 上海 200072)

摘 要:从 Maxwell 方程组出发, 得到三层各向异性左手材料对称平面波导 TM 模的色散方程及功率流方程; 利用多台阶近似法得到该类劈形平面波导 TM_0 振荡模的反射系数和传输系数方程; 根据 TM 模的色散方程、反射系数和传输系数方程画出相应的特性曲线, 分析表明: 随着电磁波的传输, TM 振荡模传输系数 $|c_t|^2$ 逐渐减小, 但在零附近出现振荡, 同时出现双模反射特性; 随着波导长度的增加, 第一类反射系数 $|a_{r1}|^2$ 从零开始逐渐增加, 最终趋于恒定; 第二类反射系数 $|a_{r2}|^2$ 单调增加, 最大可接近于 1. 增加多层结构左手材料中金属填充比或电磁波频率, 传输特性曲线下移, 传输能力下降; 第一类反射特性曲线下移, 反射能力下降, 但第二类反射特性曲线上移, 反射加强.

关键词:平面波导; 各向异性左手材料; 传输系数; 反射系数; 双模反射

中图分类号: TN252

文献标识码: A

文章编号: 1004-4213(2015)10-1023002-6

Propagation Properties of the Guided Modes in a Taper Slab Waveguide with Anisotropic Metamaterials

SHEN Lu-fa¹, WANG Zi-hua²

(1 Science College, Hu Zhou University, Zhejiang 313000, China)

(2 School of Communication and Information Engineering, Shanghai University, Huzhou, Shanghai 200072, China)

Abstract: The propagation properties of the guided modes were studied in a taper slab waveguide with anisotropic metamaterials. For TM oscillating guided modes, the dispersion and power flux equations were obtained from the Maxwell's equations. The transmission and reflection coefficients of TM_0 mode in a taper slab waveguide with anisotropic metamaterials were investigated. Through the dispersion, transmission and reflection equations, some related characteristic curves were received. These curves show that the transmission coefficient $|c_t|^2$ decrease as the electromagnetic wave transmission, it begins oscillating near zero, and appears double-mode reflection. The first reflection coefficient $|a_{r1}|^2$ increases from zero, then it approaches a fixed value. And for the second reflection coefficient $|a_{r2}|^2$, it increases from zero to near 1 monotonously. Besides, with the increase of the frequency of electromagnetic waves or metal filling ratio in the multi-layer structure, the curves of transmission coefficient move down, which reveals that the transmission in the waveguide decreases. For the first reflection, the curves moving down means the reflection for electromagnetic waves decrease. However, for the second reflection, the curves moving up means the reflection for electromagnetic waves increase.

Key words: Slab waveguide; Anisotropic metamaterial; Transmission coefficient; Reflection coefficient; Double-mode reflection

OCIS Codes: 230.7390; 230.7370; 130.2035; 130.2790; 130.3120

基金项目: 国家自然科学基金项目 (No. 61275070) 资助

第一作者: 沈陆发 (1963-), 男, 副教授, 博士, 主要研究方向为左手材料光波导及相关器件. Email: shenlufa0410@sina.com

收稿日期: 2015-05-18; 录用日期: 2015-07-22

<http://www.photon.ac.cn>

0 引言

自从 Smith 等学者^[1]在微波波段成功制备左手材料以来,左手材料波导的研究成为全球热点话题之一^[2-4].制备左手材料有周期性排列的金属棒和开口谐振腔(Split Ring Resonator, SRR)^[1]、金属纳米线阵列^[5]和金属-介质多层结构^[6]三种基本方式.左手材料具有各向异性的材料特征,即材料的不同方向有不同的介电常数,甚至有不同的符号.关于左手材料及其相关波导的研究较多^[7-10];K. L Tsakmakidis^[11]提出了利用左手材料劈形平面波导能使光静止的预言.由于光静止具有重要的应用价值,可用于全光存储器等,因而引起研究人员的广泛关注.文献[12]采用仿真和实验法对左手材料劈形平面波导进行了研究,发现光静止是不可能的,因为该类材料具有很大的损耗.文献[13]研究发现,当电磁波在其中传输时,能量和动量保持守恒,所以,该类劈形波导具有很强的反射特性.在此基础上,文献[14-16]提出利用劈形波导来实现超强吸收器、滤波器等设想.已有研究大多采用仿真法,所得到的是一个总体结果,为了探究物理量之间的相互影响,本文对左手材料的芯层、覆盖层和衬底为普通材料的劈形平面波导进行相关研究.从 Maxwell 方程组出发,考虑各向异性左手材料,计算了波导中传输的功率,得到 TM 振荡模的色散方程.采用类似于 D. Marcuse 的计算法^[17],推导出含各向异性左手材料的传输系数和反射系数方程,画出了相关特性曲线,分析得到左手材料劈形平面波导 TM 振荡模新的传输特性.

1 TM 振荡模的色散方程和功率流

三层含左手材料平面波导如图 1.波导厚度为 $2d$,芯层为各向异性的左手材料,覆盖层和衬底为普通材料,材料的介电常数和磁导率为张量,分别为 $\boldsymbol{\epsilon}_1 (\epsilon_{1x}, \epsilon_{1y}, \epsilon_{1z})$ 和 $\boldsymbol{\mu}_1 (\mu_{1x}, \mu_{1y}, \mu_{1z})$.考虑对称的平面波导,即

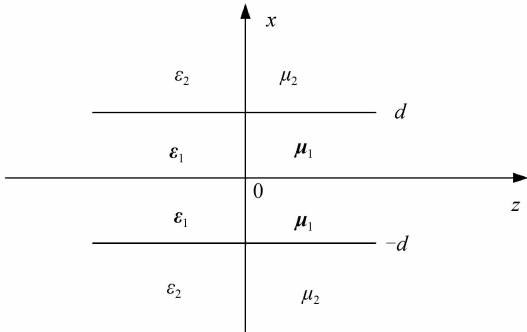


图 1 含左手材料平面波导结构

Fig. 1 Schematic geometry of a slab waveguide with metamaterials

波导的覆盖层和衬底是同种材料,介电常数和磁导率分别为 ϵ_2 和 μ_2 .平面波导中一般能够传输 TE 模和 TM 模, TM 模有 E_x, H_y 和 E_z 三个电磁分量.根据 Maxwell 方程组,芯层中的电磁场满足方程

$$\begin{cases} i\beta E_x + \frac{\partial E_z}{\partial x} = i\omega\mu_{1y} H_y \\ E_x = \frac{i}{\omega\epsilon_{1x}} \frac{\partial H_y}{\partial z} \\ E_z = -\frac{i}{\omega\epsilon_{1z}} \frac{\partial H_y}{\partial x} \end{cases} \quad (1)$$

覆盖层和衬底的电磁场方程只要把式(1)中介电常数和磁导率分别用对应的介电常数和磁导率来替代.平面波导中偶 TM 振荡模的场分布方程为

$$\begin{cases} E_{z1} = \frac{ik}{\omega\epsilon_{1z}} A \sin(kx) & (|x| < d); \\ H_{y1} = A \cos(kx) \\ E_{z2} = \frac{x}{|x|} \frac{i\alpha}{\omega\epsilon_2} A \cos(kd) e^{-\alpha(|x|-d)} & (|x| > d) \\ H_{y2} = A \cos(kd) e^{-\alpha(|x|-d)} \end{cases} \quad (2)$$

式中下角标“1”和“2”分别代表芯层、覆盖层和衬底层, A 是芯层磁场振幅, α 是衰减系数,即 $\alpha = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \epsilon_2 \mu_2}$.此外, k 是横向波数,即 $k = \sqrt{(\epsilon_{1z}/\epsilon_{1y})(k_0^2 \epsilon_{1y} \mu_{1x} - \beta^2)}$, k_0 和 β 分别表示真空中的波数以及 z 向传播常数.

根据电磁场的连续性边界条件,得 TM 振荡模的色散方程为

$$kd - \arctan\left(\frac{\epsilon_{1z}\alpha}{\epsilon_2 k}\right) = m\pi \quad (3)$$

对 Poynting 矢量积分,可得波导中沿 z 向功率流的大小.对于 TM 振荡模,总功率流 P_{tot} 计算公式为

$$P_{\text{tot}} = \frac{\beta}{\omega} \int_0^\infty \frac{1}{\epsilon_i} |H_{yi}|^2 dx, (i = 1, 2) \quad (4)$$

把式(2)代入式(4),得波导中 z 向功率流的大小为

$$P_{\text{tot}} = \frac{\beta A^2}{2\omega\epsilon_{1x} k} \left[kd + \sin(kd) \cos(kd) + \frac{\epsilon_{1z} k}{\epsilon_2 \alpha} \cos^2(kd) \right] \quad (5)$$

2 含左手材料劈形平面波导导模的传输系数和反射系数

含左手材料劈形平面波导的边界是一条斜直线,类似于文献[17],采用多台阶近似法计算 TM 模的反射系数和传输系数,同时假定波导中只有一个模,且为基模.劈形左手材料平面波导某一台阶示意图如图 2.当电磁波沿 z 向由区域“1”传输到“2”时,根据 TM 模在该台阶处横向电磁场连续的边界条件,可以得到方程

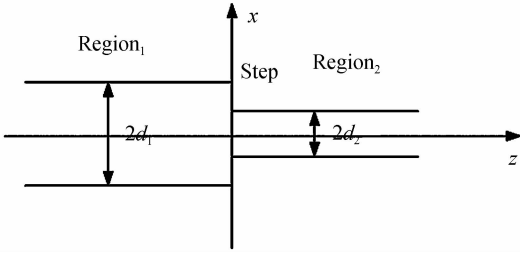


图2 劈形左手材料平面波导某一台阶示意图
Fig.2 Schematic geometry of a step in a taper slab waveguide with metamaterial

$$\begin{cases} E_x^{(i)} + a_r E_x^{(r)} + \int_0^\infty q_r E_x^{(r)}(\rho) d\rho = c_t E_x^{(t)} + \int_0^\infty q_t E_x^{(t)}(\rho) d\rho \\ H_y^{(i)} + a_r H_y^{(r)} + \int_0^\infty q_r H_y^{(r)}(\rho) d\rho = c_t H_y^{(t)} + \int_0^\infty q_t H_y^{(t)}(\rho) d\rho \end{cases} \quad (6)$$

式中,上角标 i, r 和 t 分别表示入射波、反射波和传输波.带 ρ 分量的电磁场表示辐射模,其它场分量表示导模.由于相同波导内所有模之间都是正交的,含左手材料波导也一样.利用左手材料波导中模与模之间的正交性,得到波导中 TM 模的反射系数和传输系数分别为

$$\begin{cases} a_r = \frac{\beta_1 - \beta_2}{\beta_1 + \beta_2} \\ c_t = \frac{2\beta_1\beta_2}{\omega P(\beta_1 + \beta_2)} \int_0^\infty \frac{1}{\epsilon_i} H_y^{(i)} H_y^{(t)*} dx \quad (i = 1, 2) \end{cases} \quad (7)$$

式中,下角标“1”表示台阶左边的物理量,而“2”表示台阶右边的物理量. $H_y^{(i)}$ 表示在区域“1”中的入射磁场,而 $H_y^{(t)}$ 则表示传输到台阶右边“2”处的磁场.根据 Taylor 级数展开,且忽略高阶小量,台阶右边“2”中磁场 $H_y^{(t)}$ 可表示为

$$H_y^{(t)} = H_y^{(i)} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial H_y^{(i)}}{\partial d_2} \right)_{d_2=d_1} \Delta d \quad (8)$$

式中 $\Delta d = d_2 - d_1$ 是小量.根据式(2),可以得到

$$\left(\frac{\partial H_y^{(i)}}{\partial d_2} \right)_{d_2=d_1} = \begin{cases} 0 & (|x| \leq d) \\ A_2 [\alpha_2 \cos(k_2 d_1) - k_2 \sin(k_2 d_1)] e^{-\alpha_2(|x| - d)} & (|x| \geq d) \end{cases} \quad (9)$$

根据式(8)和(9),同时利用 TM 模的正交性,计算得到电磁场传输系数 c_t 为

$$c_t = \frac{\beta_1\beta_2}{\beta_1 + \beta_2} \frac{A_1 A_2 \Delta d \cos(k_1 d_1)}{\omega \epsilon_2 P_{\text{tot}} \alpha_1 + \alpha_2} [\alpha_2 \cos(k_2 d_1) - k_2 \sin(k_2 d_1)] \cdot \int_0^L e^{-i(\beta_1 - \beta_2)z} dz \quad (10)$$

式中 L 表示劈形波导的长度,而劈形波导的边界可抽象成斜率为 K 的直线,因此式(10)可进一步写成

$$c_t = \frac{2\beta_1\beta_2 K A_1 A_2 \cos(k_1 d_1)}{\beta_1 + \beta_2 \omega \epsilon_2 P_{\text{tot}} \alpha_1 + \alpha_2} [\alpha_2 \cos(k_2 d_1) -$$

$$k_2 \sin(k_2 d_1)] \frac{\sin[(\beta_1 - \beta_2)L/2]}{\beta_1 - \beta_2} e^{-i(\beta_1 - \beta_2)L/2} \quad (11)$$

把式(5)代入式(11),各向异性左手材料平面波导中 TM 模的传输系数 c_t 为

$$c_t = \frac{2\sqrt{\beta_1\beta_2} \epsilon_{1x} \cos(k_1 d_1) \sin[(\beta_1 - \beta_2)L/2]}{\beta_1 + \beta_2 \epsilon_2 \alpha_1 + \alpha_2 \beta_1 - \beta_2} \times \frac{K [\alpha_2 \cos(k_2 d_1) - k_2 \sin(k_2 d_1)]}{\sqrt{d_1 + \frac{\sin(k_1 d_1) \cos(k_1 d_1)}{k_1} + \frac{\epsilon_{1x} \cos^2(k_1 d_1)}{\epsilon_2 \alpha_1}} e^{-i(\beta_1 - \beta_2)L/2}} \times \frac{1}{\sqrt{d_2 + \frac{\sin(k_2 d_2) \cos(k_2 d_2)}{k_2} + \frac{\epsilon_{1x} \cos^2(k_2 d_2)}{\epsilon_2 \alpha_2}}} \quad (12)$$

3 数值计算与结果

本文所讨论的左手材料是由金属银和半导体材料锗组成的多层薄膜结构.对于金属银,它的光学特性可以采用 Drude 模型来描述,即 $\epsilon_m = \epsilon_\infty - \omega_p^2 / (\omega^2 - i\omega\gamma)$.其中 $\epsilon_\infty = 5$,等离子体频率 $\omega_p = 1.38 \times 10^{16}$ rad/s 以及碰撞频率为 $\gamma = 5.07 \times 10^{13}$ rad/s.此外,锗的介电常数 ϵ_d 为 16.多层薄膜周期包括由 l_1 /nm 厚度的银层和 l_2 /nm 厚度的锗层,所以,该薄膜的周期为 $(l_1 + l_2)$ nm,它的金属填充比为 $f_m = l_1 / (l_1 + l_2)$.模型中,多层薄膜结构的周期为 $(l_1 + l_2 = 10$ nm),远远小于电磁波的波长(本文考虑的频率为 200 THz~300 THz,相应的波长为 1.0×10^3 nm~ 1.5×10^3 nm 之间),所以,该多层薄膜结构可以看成均匀有效介质,且遵守 Maxwell-Garnet 理论^[19].

$$\begin{cases} \epsilon_x = \epsilon_y = \epsilon_m f_m + (1 - f_m) \epsilon_d \\ \epsilon_z = \frac{\epsilon_m \epsilon_d}{\epsilon_d f_m + (1 - f_m) \epsilon_m} \end{cases} \quad (13)$$

但该模型有相同的磁导率,即 $\mu_{1x} = \mu_{1y} = \mu_{1z} = \mu_0$.根据式(13),画出介电常数随频率变化曲线,如图 3.

分析发现,随着频率的增加, $\text{Re}(\epsilon_x) = \text{Re}(\epsilon_y) \leq 0$,而 $\text{Re}(\epsilon_z)$ 在低频区为正,在高频区为负.随着金属填充比的增加,曲线向低频区平移.当金属填充比 $f_m = 0.6$ 时,在频率 100 THz~410 THz 之间, $\text{Re}(\epsilon_z) \geq 0$,但当频率大于 410 THz 时, $\text{Re}(\epsilon_z)$ 突然从正变负且逐渐趋于零.当 $\text{Im}(\epsilon_x) = \text{Im}(\epsilon_y)$ 且几乎等于零时, $\text{Im}(\epsilon_z)$ 则随着频率的变化而变化.当 $f_m = 0.6$ 时,频率在 150 THz~300 THz 之间以及大于 500 THz 时, $\text{Im}(\epsilon_z)$ 几乎等于零.为了简化,免除虚部对导模的影响,本文选择频率在 200 THz~300 THz 之间.处于该频域内的电磁波,由于 $(k_0^2 \epsilon_y \mu_x - \beta^2)$ 和 ϵ_z / ϵ_y 均小于零,所以波矢

$$k = \sqrt{(\epsilon_z / \epsilon_y) (k_0^2 \epsilon_y \mu_x - \beta^2)}$$

属于实数,即在该频域内传输的 TM 模,属于振荡模.但在高频段,由于 $\text{Re}(\epsilon_z)$ 由正变负,即 $(k_0^2 \epsilon_y \mu_x - \beta^2)$ 小于零而 ϵ_z / ϵ_y 大于零, $k = \sqrt{(\epsilon_z / \epsilon_y) (k_0^2 \epsilon_y \mu_x - \beta^2)}$ 为虚

数,此时的 TM 模为表面模. 由于电磁波在覆盖层和衬底必须是衰减的, 所以, 传播常数应该满足 $\beta > k_0 \sqrt{\epsilon_2 \mu_2}$.

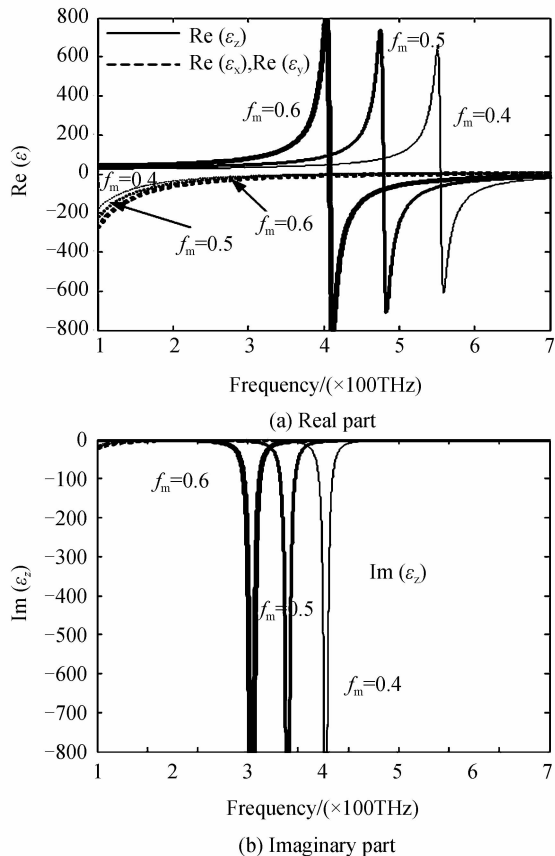


图 3 不同金属填充比多层薄膜左手材料介电常数随频率变化曲线

Fig. 3 The distribution curves of the dielectric permittivity for different metal filling ratios in the multi-layer film with the frequency

3.1 不同波导厚度的 TM 振荡模色散特性

为讨论劈形平面波导的传输特性, 首先讨论了波导厚度不同情况下导模的传输特性. 同时, 为了简化, 假定波导的覆盖层和衬底是相同的介质, 即对称波导

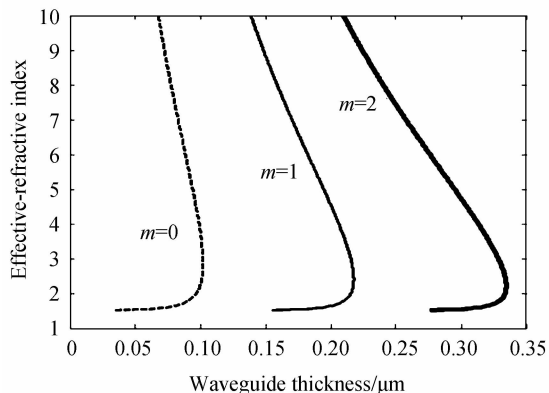


图 4 不同模阶数 TM 振荡模的色散曲线

Fig. 4 Dispersion curves for TM oscillating guided modes depend on mode number

情形. 它们的介电常数和磁导率分别为 $\epsilon_2 = 2.25, \mu_2 = 1$. 当电磁波频率为 200 THz, 金属填充比为 0.5 时, 根据式(3)、(13), 画出不同阶数模的色散曲线, 如图 4. 随着模阶数增加, 色散曲线左移, 且波导厚度增加, 它们具有类似的色散特性. 在一定波导厚度范围内, 存在有两个不同的有效折射率, 也就是说, 在某一波导厚度, 各向异性左手材料平面波导同样也存在双模简并现象.

3.2 TM₀ 振荡模的传输系数

3.2.1 金属填充比对 TM 模传输特性的影响

当入射电磁波的频率 $f = 200$ THz, 波导的厚度为 $d = 0.0888 \mu\text{m}$ 时, 根据式(3)、(13)计算了不同金属填充比 $f_m = 0.4, 0.5, 0.6$ 时 TM₀ 模的有效折射率, 如表 1. 由于劈形平面波导的边界可抽象成直线, 当直线斜率为 0.0076 时, 根据式(3), (12)和(13), 画出了 TM₀ 模传输特性曲线. 横坐标为电磁波的传播方向 z , 纵坐标为 TM 模的传输系数, 如图 5.

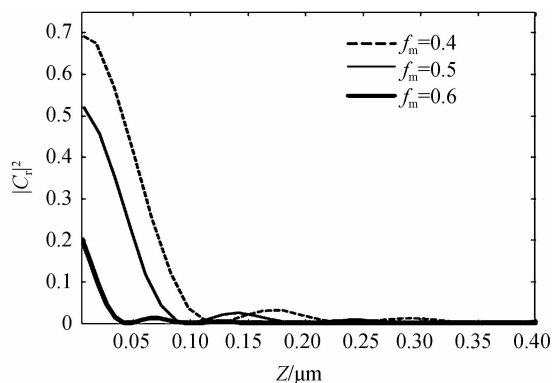


图 5 金属填充比 f_m 对 TM 模传输特性的影响

Fig. 5 Transmission curves for TM oscillating guided modes depends on metal filling ratios

当电磁波沿着 z 向传输时, 传输系数逐渐减小, 但在零附近出现小幅度振荡. 这是因为当电磁波沿 z 向传输时, 波导的厚度在不断减小, 传输系数也减小, 和文献[12-13]的结果基本一致. 但在零附近出现小幅振荡, 这是一种新的现象, 可能是由于波导中双模兼并, 两模之间的相互耦合所引起的; 另外, 随着金属填充比 f_m 的增加, 传输系数反而减小, 而且减小的幅度在增大. 这是因为当电磁波在金属中传输时, 一定存在有欧姆损耗. 因此, 随着金属填充比的增加, 欧姆损耗也相应增加, 结果导致了传输系数的减小.

3.2.2 频率对 TM 模传输特性的影响

当金属的填充比 $f_m = 0.5$, 波导的厚度为 $d = 0.057 \mu\text{m}$ 时, 根据式(3)和(13)计算了不同频率 TM₀ 模的有效折射率, 如表 1.

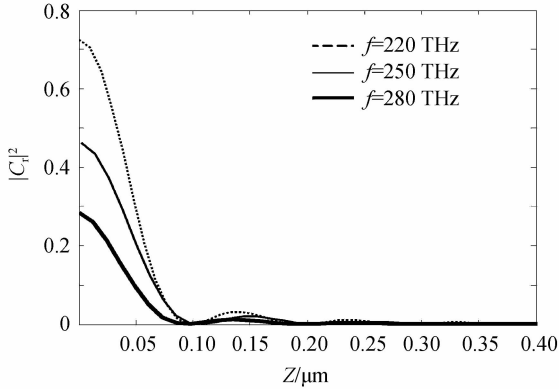
由于劈形平面波导的边界可抽象成直线, 当直线斜率为 0.0076 时, 根据式(3)、(12)和(13), 画出了 TM₀ 模传输特性曲线, 横坐标为电磁波的传播方向 z ,

表 1 不同频率导模的有效折射率

Table 1 The effective-refractive index of guided mode as different frequency

f_m	f / THz	n_{eff}
0.5	220	9.696 6
0.5	250	6.260 5
0.5	280	3.670 0

纵坐标为 TM_0 模的传输系数,如图 6. 随着频率的增加,特性曲线下移,传输系数变小,传输能力下降.

图 6 频率 f 对 TM 模传输特性的影响Fig. 6 Transmission curves for TM oscillating guided modes depends on frequency

3.3 TM_0 振荡模的反射系数

3.3.1 金属填充比对 TM 模反射特性的影响

类似于 3.2.1 节,当入射电磁波频率 $f=200 \text{ THz}$,波导厚度为 $d=0.0888 \mu\text{m}$ 时,根据式(3)和(13)计算了不同金属填充比 $f_m=0.4, 0.5, 0.6$ 时, TM_0 模的有效折射率,如表 2.

表 2 不同金属填充比导模的有效折射率

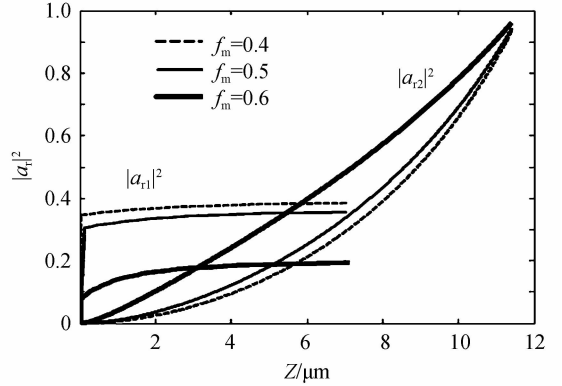
Table 2 The effective-refractive index of guided mode as different metal filling ratios

f_m	f / THz	n_{eff}
0.4	200	6.458 4
0.5	200	5.990 7
0.4	200	3.885 8

由于劈形平面波导的边界可抽象成直线,当直线斜率为 0.007 6 时,根据式(3), (7)和(13),画出了 TM_0 模的相关反射特性曲线,横坐标为电磁波的传播方向 z ,纵坐标为 TM_0 模的反射系数,如图 7.

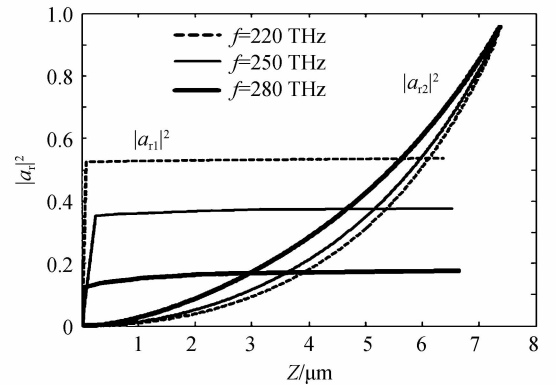
随着电磁波沿 z 向传输,波导厚度减小,出现了两个不同的反射系数,这是由于导模的双模兼并引起的必然结果.第一类反射系数 $|a_{r1}|^2$ 特性曲线几乎和水平轴平行,因此,除了靠近原点该反射系数有一点变化,其余几乎不随波导厚度的变化而变化;而第二个反射系数 $|a_{r2}|^2$ 则随着电磁波的向前传输而逐渐变大.这是由于随着波导厚度的减小,导模的传输系数也减小,向前传输的 TM 模将能量耦合给后向模,从而导致了反射系数的增加,甚至接近 1. 这个结论与文献[12-

13]的结论基本一致.

图 7 金属填充比 f_m 对 TM 模反射特性的影响Fig. 7 Reflection curves for TM oscillating guided modes depends on the metal filling ratios

3.2.2 频率对 TM 模反射特性的影响

当金属的填充比 $f_m=0.5$,波导的厚度为 $d=0.057 \mu\text{m}$ 时,根据式(3)和(13)计算了不同频率 TM_0 模的有效折射率,如表 1. 由于劈形平面波导的边界可抽象成直线,当直线斜率为 0.007 6 时,根据式(3), (7)和(13),画出了 TM_0 模相关反射特性曲线.横坐标为电磁波的传播方向 z ,纵坐标为 TM_0 模的反射系数,如图 8.

图 8 频率对 TM 振荡模反射特性的影响Fig. 8 Reflection curves for TM oscillating guided modes depends on frequency

从图 8 中可以发现,有两类不同的反射特性曲线存在,这是左手材料平面波导双模兼并的结果.第一类反射特性由 $|a_{r1}|^2$ 表示,而第二类反射特性 $|a_{r2}|^2$ 表示.随着频率的增加,第一类反射特性曲线下移,反射系数减小,反射减弱;而第二类反射特性曲线则上移,反射系数变大,反射增大,最大可接近 1,所以,第二类反射特性的发现将有利于超强反射器的设计.

4 结论

本文对各向异性左手材料劈形平面波导的传输特性进行了相关研究.首先从 Maxwell 方程组出发,得到了三层各向异性左手材料对称平面波导 TM 振荡模的

色散方程及功率流方程;其次利用多台阶近似的方法,得到了该类劈形平面波导 TM_0 振荡模的反射系数和传输系数方程.最后,根据 TM 模的色散方程、反射系数和传输系数方程,画出了相关的特性曲线.通过对这些曲线的分析,可以发现:

1)各向异性左手材料平面波导中 TM 振荡模也存在双模兼并的色散特性.

2)由于 TM 振荡模双模兼并的色散特性,该模具有两类反射特性.随着电磁波向前传输,第一类反射系数 $|a_{r1}|^2$ 从零逐渐增加,且趋于恒定;第二类反射系数 $|a_{r2}|^2$ 单调增加,最大可接近于 1.

3)随着电磁波向前传输,传输系数 $|c_t|^2$ 逐渐减小,但在接近零附近传输系数出现振荡.

4)随着多层结构左手材料中金属填充比的增加或入射电磁波频率增加,传输曲线下移,传输能力下降;第一类反射特性曲线下移,反射能力下降;但第二类反射特性曲线上移,反射加强.

参考文献

- [1] SMITH D R, PADILLA W J, VIER D C, *et al.* Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity[J]. *Physical Review Letters*, 2000, **84**(18): 4184-4187.
- [2] SHADRIVOV I V, SUKHORUKOV A A, KIVSHAR Y S. Guided modes in negative-refractive-index waveguides [J]. *Physical Review E*, 2003, **67**(5): 057602.
- [3] HE J L, JIN Y, HONG Z, *et al.* Slow light in a dielectric waveguide with negative-refractive-index photonic crystal cladding [J]. *Optics Express*, 2008, **16**(15): 11077-11082
- [4] HE Y, ZHANG J, LI C F. Guided modes in a symmetric five-layer left-handed waveguide [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2008, **25**(12): 2081-2091.
- [5] PROKES S M, GLEMBOCKI O J, LIVENERE J E, *et al.* Hyperbolic and plasmonic properties of Silicon/Ag aligned nanowire arrays [J]. *Optics Express*, 2013, **21**(12): 14962-14974
- [6] ZHOU Jing, KAPLAN A F, CHEN L, *et al.* Experiment and theory of the broadband absorption by a tapered hyperbolic metamaterial arrays [J]. *ACS Photonics*, 2014, **1**(7): 618-624
- [7] LIU Z, HU L, LIN Z. Enhancing photon tunnelling by a slab of uniaxially anisotropic left-handed material [J]. *Physics Letter A*, 2003, **308**(4): 294-301.
- [8] XIAO Z Y, WANG Z H. Dispersion characteristics of asymmetric double-negative material slab waveguides [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2006, **23**(9): 1757-1760.
- [9] SHEN L F, YE Y Q, WANG Z H. Oscillating guided modes in a symmetric five-layer slab waveguide with left-handed [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2010, **39**(4):634-638.
- [10] PAN T, XU G, ZANG T, *et al.* Study of a slab waveguide loaded with dispersive anisotropic metamaterials [J]. *Applied Physics A*, 2009, **95**(2): 367-372.
- [11] TSAKMAKIDIS K L, BOARDMAN A D, HESS O. Trapped rainbow storage of light in metamaterials [J]. *Nature*, 2007, **450**(1): 397.
- [12] HU H, JI D, ZENG X, *et al.* Rainbow trapping in hyperbolic metamaterial waveguide [J]. *Scientific Reports*, 2013, **3**(2): 1249.
- [13] HE S, HE Y, JIN Y. Revealing the truth about ‘trapped rainbow’ storage of light in metamaterials [J]. *Scientific Reports*, 2012, **2**: 583.
- [14] GUO Guang-yu, KLIMOV V, SUN Shu-lin, *et al.* Metamaterial slab-based super-absorbers and perfect nanodetectors for single dipole sources [J]. *Optics Express*, 2013, **21**(9): 11338-11348.
- [15] ANDRYIEUSKI A, ZHUKOVSKY S V, LAVRINENKOL A V. Rough metal and dielectric layers make an even better hyperbolic metamaterial absorber [J]. *Optics Express*, 2014, **22**(12): 14975-14980.
- [16] XIANG Yin, ZHANG Tian, CHEN Lin, *et al.* Ultrabroad terahertz bandpass filter by hyperbolic metamaterial waveguide [J]. *Optics Express*. 2015, **23**(9): 11657-11664.
- [17] D. 马库塞. 传输光学[M]. 程希望 译. 北京: 人民邮电出版社, 1987 年.
- [18] JOHNSON P B, CHRISTY R W. Optical constants of the Nobel Metals [J]. *Physical Review B*. 1972, **6**(12): 4370-4379.
- [19] SIHVOLA A. Electromagnetic mixing formulas and applications [M]. London: Institution of Electrical Engineers, 1999.