

各向异性超常媒质矩形波导的导波特性的研究^{*}

孟繁义[†] 吴 群 傅佳辉 杨国辉

(哈尔滨工业大学电子与信息技术研究院 哈尔滨 150001)

(2007 年 12 月 2 日收到, 2008 年 1 月 22 日收到修改稿)

研究中通过建立和求解填充各向异性超常媒质的矩形波导 TE 模式和 TM 模式的波动方程和场分布方程, 讨论了各向异性超常媒质矩形波导的有效介电常数、有效磁导率、相位常数以及传输系数与所填充超常媒质本构参数之间的变化关系. 研究发现, 填充了各向异性超常媒质的矩形波导的导波特性的截止频率之上的频率区域, 其导波特性的由所填充超常媒质的横向本构参数决定, 而与超常媒质的纵向本构参数无关. 但是, 在截止频率之下的频率区域, 该矩形波导的导波特性的则由所填充超常媒质的横向本构参数和纵向本构参数共同决定. 研究中通过典型的计算实例对所得到的结论进行了验证, 结果表明, 计算结果与理论预测相符合. 这些研究结果为进一步发展超常媒质在波导相关技术中的应用夯实了理论基础, 具有重要的理论意义和实用价值.

关键词: 各向异性, 超常媒质, 矩形波导, 导波特性的

PACC: 3220D, 4110H

1. 引 言

在 Smith 等人利用开口谐振环 (split rings resonators, SRR) 阵列和金属导线阵列构造出双负超常媒质之后, 人们对超常媒质的电磁特性、超常媒质的构造方法以及超常媒质在改善现有微波、射频甚至是光器件中的应用展开了深入的研究^[1-7]. 尤为值得注意的是, 近年来, 填充超常媒质的矩形波导的导波特性的受到越来越多的关注. 这是因为, 超常媒质矩形波导的导波特性的不但是超常媒质自身电磁特性研究的重要组成部分, 也是应用超常媒质改善现有缝隙天线、滤波器、谐振器、漏波天线等一系列重要微波器件的理论基础. 例如, Marques 等^[8]探讨了填充 SRR 的矩形波导在其 TE 模式截止频率以下的传输特性, 并指出, 由于 SRR 的负磁导率效应, 该矩形波导在截止频率以下仍然可以传输电磁波. Hrbar 等^[9]建立了上述矩形波导的等效电路模型, 结果发现该矩形波导在截止频率以下的通带出现, 不仅是因为 SRR 的负磁导率效应, 更是因为 SRR 的各向异性. Esteban 等^[10]建立并求解了其中放置金属导线阵列的矩形波导 TM 波的本征方程, 结果发现, 金属导线阵列的等效横向负介电常数效应与 TM 衰减模式

的负磁导率效应相作用产生了左手通带. Jiang 等^[11]提出如果应用各向同性超常媒质, 则可以实现长度和宽度同时缩短的小型化矩形谐振腔, 并且该谐振腔比 Engheta 的一维亚波长谐振腔具有更稳定的谐振特性. 然而需要指出的是, 虽然上述研究工作均在不同程度上探讨了填充超常媒质的矩形波导的导波特性的, 但是这里仍然缺乏针对填充各向异性超常媒质矩形波导导波特性的系统研究, 而这种状况无疑会限制超常媒质在波导相关技术中的应用, 进而减缓超常媒质研究领域的总体发展^[12-15].

针对上述问题, 本文以系统研究各向异性超常媒质矩形波导的导波特性的为目标展开研究. 首先, 我们直接从 Maxwell 方程出发建立并求解了各向异性超常媒质矩形波导中 TE 模式和 TM 模式的波动方程和场分布方程, 为深入研究电磁波在其中的传输特性和传输模式奠定基础. 其次, 我们根据截止频率以及不同的本构参数组合, 分为八种情况对各向异性超常媒质矩形波导的导波特性的进行了深入的讨论, 从而发现了一系列重要的结论. 第一, 可以利用各向异性超常媒质对矩形波导在整个频域上(无论是截止频率以上还是截止频率以下)的导波特性的进行有效控制. 第二, 各向异性超常媒质矩形波导的导波特性的与超常媒质本构参数之间的关系在截止频率

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 60571026), 哈尔滨工业大学优秀青年教师培养计划(批准号: HITQJNS2008007), 博士点基金(批准号: 20070213058), 中国博士后基金(批准号: 20070420158) 和黑龙江省博士后基金(批准号: LBH-Z07083) 资助的课题.

[†] E-mail: blade@hit.edu.cn

以上和截止频率以下有很大差异,因此利用超常媒质控制矩形波导的导波特性的在不同的频率区间上需要采取不同的措施.第三,在截止频率以上,填充各向异性超常媒质矩形波导的通带特性都是由超常媒质的横向介电常数和横向磁导率乘积的正负决定的,而与超常媒质的纵向本构参数无关.第四,在截止频率以下,超常媒质的纵向本构参数对矩形波导的通带特性则具有重要的影响作用.第五,在波导截止频率以下,电磁波不但能如以往文献所述的那样,以后向波的形式传输,还能以正向波的形式传输.最后,本文通过 TE 模式和 TM 模式下的两个计算实例,对上述结论进行了验证,结果表明二者相符合.本研究结果,为进一步发展超常媒质在波导相关技术中的应用夯实了理论基础,具有重要的理论意义和实用价值.

2. 各向异性矩形波导理论分析

对于如图 1 所示的沿 z 方向传播的矩形波导,其 x, y 方向的长度分别为 a 和 b ,并且其内部所填充超常媒质的本构参数张量为

$$\bar{\mu} = \mu_0 \begin{bmatrix} \mu_x & 0 & 0 \\ 0 & \mu_y & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{bmatrix} = \mu_0 \bar{\mu}_r, \quad (1)$$

$$\bar{\epsilon} = \epsilon_0 \begin{bmatrix} \epsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_z \end{bmatrix} = \epsilon_0 \bar{\epsilon}_r.$$

此时,该矩形波导中的电磁场满足无源空间的麦克斯韦方程

$$\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega\mu_0\bar{\mu}\mathbf{H}, \nabla \times \mathbf{H} = j\omega\mu_0\bar{\epsilon}\mathbf{E}. \quad (2)$$

另外,由于电磁波沿 z 方向传播,因此有

$$k_z^2 = \frac{1}{2} \left\{ k_0^2(\mu_x\epsilon_y + \mu_y\epsilon_x) - k_x^2 \frac{\mu_x}{\mu_z} - k_y^2 \frac{\mu_y}{\mu_z} \right. \\ \left. \pm \sqrt{\left[k_0^2(\mu_x\epsilon_y - \mu_y\epsilon_x) - k_x^2 \frac{\mu_x}{\mu_z} + k_y^2 \frac{\mu_y}{\mu_z} \right]^2 + 4k_x^2 k_y^2 \frac{\mu_x\mu_y}{\mu_z^2}} \right\}, \\ k_x = \frac{m\pi}{a}, k_y = \frac{n\pi}{b}. \quad (6)$$

当 $\epsilon_x = \epsilon_y = \epsilon_1, \mu_x = \mu_y = \mu_1$ 时(6)式将被简化为具有更清晰物理意义的形式,如下式所示:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(x, y, z) &= \mathbf{E}(x, y) e^{-\gamma z}, \\ \mathbf{H}(x, y, z) &= \mathbf{H}(x, y) e^{-\gamma z}. \end{aligned} \quad (3)$$

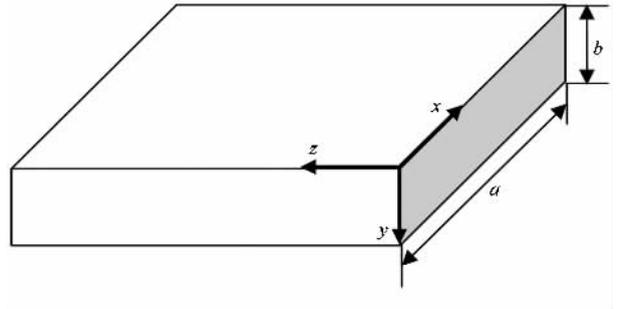


图 1 各向异性超常媒质矩形波导结构示意图

2.1. TE 模式电磁波的传输特性

对于 TE 模式有 $E_z = 0$,将(3)式带入(2)式,并应用如下边界条件:

$$\left. \frac{\partial H_z}{\partial y} \right|_{y=0} = \left. \frac{\partial H_z}{\partial y} \right|_{y=b} = \left. \frac{\partial H_z}{\partial x} \right|_{x=0} = \left. \frac{\partial H_z}{\partial x} \right|_{x=b} = 0, \quad (4)$$

就可以得到填充各向异性超常媒质的矩形波导中的场方程

$$\begin{aligned} E_x &= \frac{j\omega\mu_0\mu_y}{\gamma^2 + k_0^2\mu_x\epsilon_x} \left(\frac{n\pi}{b} \right) H_0 \cos\left(\frac{m\pi}{a}x \right) \sin\left(\frac{n\pi}{b}y \right) e^{-jk_z z}, \\ E_y &= -\frac{j\omega\mu_0\mu_x}{\gamma^2 + k_0^2\mu_x\epsilon_y} \left(\frac{m\pi}{a} \right) H_0 \sin\left(\frac{m\pi}{a}x \right) \cos\left(\frac{n\pi}{b}y \right) e^{-jk_z z}, \\ H_x &= \frac{\gamma}{\gamma^2 + k_0^2\mu_x\epsilon_y} \left(\frac{m\pi}{a} \right) H_0 \sin\left(\frac{m\pi}{a}x \right) \cos\left(\frac{n\pi}{b}y \right) e^{-jk_z z}, \\ H_y &= \frac{\gamma}{\gamma^2 + k_0^2\mu_y\epsilon_x} \left(\frac{n\pi}{b} \right) H_0 \cos\left(\frac{m\pi}{a}x \right) \sin\left(\frac{n\pi}{b}y \right) e^{-jk_z z}, \\ H_z(x, y) &= H_0 \cos\left(\frac{m\pi}{a}x \right) \cos\left(\frac{n\pi}{b}y \right) e^{-jk_z z}, \end{aligned} \quad (5)$$

其中 k_z 为相位常数,其表达式为

$$k_z = \pm k_0 \sqrt{\epsilon_1\mu_1 \left(1 - \frac{1}{\epsilon_1\mu_z} \frac{k_x^2 + k_y^2}{k_0^2} \right)}, \quad (7)$$

这样,我们就可以仿照文献[9]的方式,引入有效介

电常数 $\epsilon_{\text{eff}}^{\text{TE}}$ 和有效磁导率 $\mu_{\text{eff}}^{\text{TE}}$ 来描述该填充各向异性超常媒质波导的导波特性和截止频率, 此时有

$$\epsilon_{\text{eff}}^{\text{TE}} = \epsilon_1 \left(1 - \frac{1}{\epsilon_1 \mu_z} \frac{k_x^2 + k_y^2}{k_0^2} \right), \quad (8)$$

$$\mu_{\text{eff}}^{\text{TE}} = \mu_1,$$

并且, 当 $\epsilon_{\text{eff}}^{\text{TE}} < 0, \mu_{\text{eff}}^{\text{TE}} < 0$ 时, $k_z = -k_0 \sqrt{\epsilon_{\text{eff}}^{\text{TE}} \mu_{\text{eff}}^{\text{TE}}}$; 当 $\epsilon_{\text{eff}}^{\text{TE}} > 0, \mu_{\text{eff}}^{\text{TE}} > 0$ 时, $k_z = k_0 \sqrt{\epsilon_{\text{eff}}^{\text{TE}} \mu_{\text{eff}}^{\text{TE}}}$; 当 $\epsilon_{\text{eff}}^{\text{TE}} > 0, \mu_{\text{eff}}^{\text{TE}} < 0$ 时, $k_z = -jk_0 \sqrt{|\epsilon_{\text{eff}}^{\text{TE}} \mu_{\text{eff}}^{\text{TE}}|}$.

另外, 对于非色散的超常媒质, 由

$$1 - \frac{1}{|\epsilon_1 \mu_z|} \frac{k_x^2 + k_y^2}{k_0^2} = 0,$$

我们可以定义此时矩形波导 TE 模式的截止频率为

$$\omega_c^{\text{TE}} = c \sqrt{\frac{k_x^2 + k_y^2}{|\epsilon_1 \mu_z|}}, \quad (9)$$

由此, 可以将整个频域划分为两部分 $\omega < \omega_c^{\text{TE}}$ 和 $\omega > \omega_c^{\text{TE}}$, 下面我们将在这两个频率范围上分别讨论填充各向异性超常媒质矩形波导的导波特性和截止频率。

讨论 1 当 $\omega < \omega_c^{\text{TE}}$ 时, 可以得到

$$1 - \frac{1}{|\epsilon_1 \mu_z|} \frac{k_x^2 + k_y^2}{k_0^2} < 0,$$

此时我们可以依据 ϵ_1 和 μ_z 符号的不同进一步对矩形等效的有效介电常数、有效磁导率以及相位常数进行讨论。

1) $\mu_z > 0$

由 (8) 式可知, 当 $\epsilon_1 > 0$ 时,

$$\epsilon_{\text{eff}}^{\text{TE}} = |\epsilon_1| \left(1 - \left| \frac{1}{\epsilon_1 \mu_z} \right| \frac{k_x^2 + k_y^2}{k_0^2} \right) < 0, \quad (10)$$

当 $\epsilon_1 < 0$ 时,

$$\epsilon_{\text{eff}}^{\text{TE}} = -|\epsilon_1| \left(1 + \left| \frac{1}{\epsilon_1 \mu_z} \right| \frac{k_x^2 + k_y^2}{k_0^2} \right) < 0, \quad (11)$$

由此可以看到, 此时无论 ϵ_1 的符号为正还是负, 均有 $\epsilon_{\text{eff}}^{\text{TE}} < 0$ 成立, 从而有 $\mu_z \epsilon_{\text{eff}}^{\text{TE}} < 0$ 。

2) $\mu_z < 0$

由 (8) 式可知, 当 $\epsilon_1 > 0$ 时,

$$\epsilon_{\text{eff}}^{\text{TE}} = |\epsilon_1| \left(1 + \left| \frac{1}{\epsilon_1 \mu_z} \right| \frac{k_x^2 + k_y^2}{k_0^2} \right) > 0, \quad (12)$$

当 $\epsilon_1 < 0$ 时,

$$\epsilon_{\text{eff}}^{\text{TE}} = -|\epsilon_1| \left(1 - \left| \frac{1}{\epsilon_1 \mu_z} \right| \frac{k_x^2 + k_y^2}{k_0^2} \right) > 0. \quad (13)$$

由此可以看到, 此时无论 ϵ_1 的符号为正还是负, 均有 $\epsilon_{\text{eff}}^{\text{TE}} > 0$ 成立, 从而有 $\mu_z \epsilon_{\text{eff}}^{\text{TE}} < 0$ 。

经过上面的讨论我们可以发现一个非常重要的

结论: 对于 TE 模式而言, 当 $\omega < \omega_c^{\text{TE}}$ 时, 填充各向异性超常媒质的矩形波导的有效介电常数 $\epsilon_{\text{eff}}^{\text{TE}}$ 的正负由超常媒质的纵向磁导率 μ_z 决定, 并且有 $\mu_z \epsilon_{\text{eff}}^{\text{TE}} < 0$ 。进一步, 由于此时 $\mu_{\text{eff}}^{\text{TE}} = \mu_1$, 我们可以得到一个有用的推论: 对于 TE 模式而言, 当 $\omega < \omega_c^{\text{TE}}$ 时, 填充各向异性超常媒质的矩形波导的通带特性由超常媒质的纵向磁导率 μ_z 和横向磁导率 μ_1 乘积的正负决定, 当其为正时, 电磁波在该矩形波导中呈指数衰减, 当其为负时, 电磁波在该矩形波导中以正向波或后向波的形式传播 (具体传播形式由 μ_z 或 μ_1 的正负决定, $\mu_z < 0$ 并且 $\mu_1 > 0$ 时为正向波, $\mu_z > 0$ 并且 $\mu_1 < 0$ 时为后向波)。特别需要指出的是, 上述推论意味着, 对于填充各向异性超常媒质的矩形波导, 电磁波在其截止频率以下仍然能够以正向波的形式传播, 而不仅仅是在文献 [8] 中阐述的后向波。

讨论 2 当 $\omega > \omega_c^{\text{TE}}$ 时, 可以得到

$$1 - \frac{1}{|\epsilon_1 \mu_z|} \frac{k_x^2 + k_y^2}{k_0^2} > 0,$$

此时我们同样可以依据 ϵ_1 和 μ_z 符号的不同进一步对矩形波导的有效介电常数、有效磁导率以及相位常数进行讨论。

1) $\mu_z > 0$

由 (8) 式可知, 当 $\epsilon_1 > 0$ 时,

$$\epsilon_{\text{eff}}^{\text{TE}} = |\epsilon_1| \left(1 - \left| \frac{1}{\epsilon_1 \mu_z} \right| \frac{k_x^2 + k_y^2}{k_0^2} \right) > 0, \quad (14)$$

当 $\epsilon_1 < 0$ 时,

$$\epsilon_{\text{eff}}^{\text{TE}} = -|\epsilon_1| \left(1 + \left| \frac{1}{\epsilon_1 \mu_z} \right| \frac{k_x^2 + k_y^2}{k_0^2} \right) < 0. \quad (15)$$

由此可以看到, 此时有效介电常数 $\epsilon_{\text{eff}}^{\text{TE}}$ 的符号与超常媒质横向介电常数分量 ϵ_1 的符号相一致, 即有 $\epsilon_1 \epsilon_{\text{eff}}^{\text{TE}} > 0$ 。

2) $\mu_z < 0$

由 (8) 式可知, 当 $\epsilon_1 > 0$ 时,

$$\epsilon_{\text{eff}}^{\text{TE}} = |\epsilon_1| \left(1 + \left| \frac{1}{\epsilon_1 \mu_z} \right| \frac{k_x^2 + k_y^2}{k_0^2} \right) > 0, \quad (16)$$

当 $\epsilon_1 < 0$ 时,

$$\epsilon_{\text{eff}}^{\text{TE}} = -|\epsilon_1| \left(1 - \left| \frac{1}{\epsilon_1 \mu_z} \right| \frac{k_x^2 + k_y^2}{k_0^2} \right) < 0. \quad (17)$$

由此可以看到, 此时虽然 μ_z 的符号发生了变化, 但该矩形波导的有效介电常数 $\epsilon_{\text{eff}}^{\text{TE}}$ 的符号仍然与超常媒质横向介电常数分量 ϵ_1 的符号相一致, 即仍然有 $\epsilon_1 \epsilon_{\text{eff}}^{\text{TE}} > 0$ 。

继而,我们可以总结出如下的重要结论:对于 TE 模式而言,当 $\omega > \omega_c^{\text{TE}}$ 时,填充各向异性超常媒质的矩形波导的有效介电常数 $\epsilon_{\text{eff}}^{\text{TE}}$ 的正负由超常媒质的横向介电常数 ϵ_1 决定,并且 $\epsilon_1 \epsilon_{\text{eff}}^{\text{TE}} > 0$. 进一步,由于此时 $\mu_{\text{eff}}^{\text{TE}} = \mu_1$, 我们可以得到一个有用的推论:对于 TE 模式而言,当 $\omega > \omega_c^{\text{TE}}$ 时,填充各向异性超常媒质的矩形波导的通带特性由超常媒质的横向介电常数 ϵ_1 和横向磁导率 μ_1 乘积的正负决定,当其为正时,电磁波在该矩形波导中以正向波或后向波的形式传播(具体传播形式由 ϵ_1 的正负决定, $\epsilon_1 > 0$ 并且 $\mu_1 > 0$ 时为正向波, $\epsilon_1 < 0$ 并且 $\mu_1 < 0$ 时为后向波),当其为负时,电磁波在该矩形波导中呈指数衰减.

2.2. TM 模式电磁波的传输特性

对于 TM 模式有 $H_z = 0$, 将(3)式带入(2)式,并

$$k_z^2 = \frac{1}{2} \left\{ k_0^2 (\mu_x \epsilon_y + \mu_y \epsilon_x) - k_x^2 \frac{\epsilon_x}{\epsilon_z} - k_y^2 \frac{\epsilon_y}{\epsilon_z} \right. \\ \left. \pm \sqrt{\left[k_0^2 (\mu_y \epsilon_x - \mu_x \epsilon_y) - k_x^2 \frac{\epsilon_x}{\epsilon_z} + k_y^2 \frac{\epsilon_y}{\epsilon_z} \right]^2 + 4 k_x^2 k_y^2 \frac{\epsilon_x \epsilon_y}{\epsilon_z^2}} \right\}, \\ k_x = \frac{m\pi}{a}, k_y = \frac{n\pi}{b}. \quad (20)$$

当 $\epsilon_x = \epsilon_y = \epsilon_1, \mu_x = \mu_y = \mu_1$ 时(20)式将被简化为具有更清晰物理意义的形式,如下式所示:

$$k_z = \pm k_0 \sqrt{\epsilon_1 \mu_1 \left(1 - \frac{1}{\mu_1 \epsilon_z} \frac{k_x^2 + k_y^2}{k_0^2} \right)}. \quad (21)$$

此时,我们根据文献[9]令

$$\mu_{\text{eff}}^{\text{TM}} = \epsilon_1, \\ \epsilon_{\text{eff}}^{\text{TM}} = \mu_1 \left(1 - \frac{1}{\mu_1 \epsilon_z} \frac{k_x^2 + k_y^2}{k_0^2} \right), \quad (22)$$

并且,当 $\epsilon_{\text{eff}}^{\text{TM}} < 0, \mu_{\text{eff}}^{\text{TM}} < 0$ 时, $k_z = -k \sqrt{\epsilon_{\text{eff}}^{\text{TM}} \mu_{\text{eff}}^{\text{TM}}}$; 当 $\epsilon_{\text{eff}}^{\text{TM}} > 0, \mu_{\text{eff}}^{\text{TM}} > 0$ 时, $k_z = k_0 \sqrt{\epsilon_{\text{eff}}^{\text{TM}} \mu_{\text{eff}}^{\text{TM}}}$; $\epsilon_{\text{eff}}^{\text{TM}} \mu_{\text{eff}}^{\text{TM}} < 0$ 时, $k_z = -jk_0 \sqrt{|\epsilon_{\text{eff}}^{\text{TM}} \mu_{\text{eff}}^{\text{TM}}|}$.

定义矩形波导 TM 模式的截止频率为

$$\omega_c^{\text{TM}} = c \sqrt{\frac{k_x^2 + k_y^2}{|\epsilon_1 \mu_z|}}. \quad (23)$$

由此,可以将整个频域划分为两部分 $\omega < \omega_c^{\text{TM}}$ 和 $\omega > \omega_c^{\text{TM}}$, 下面我们将在这两个频率范围上分别讨论填充各向异性超常媒质矩形波导的导波特性的

应用如下所示的边界条件:

$$\left. \frac{\partial E_z}{\partial y} \right|_{y=0} = \left. \frac{\partial E_z}{\partial y} \right|_{y=b} = \left. \frac{\partial E_z}{\partial x} \right|_{x=0} = \left. \frac{\partial E_z}{\partial x} \right|_{x=b} = 0, \quad (18)$$

就可以得到填充各向异性超常媒质的矩形波导中 TM 模式的场方程

$$E_x = -\frac{\gamma}{\gamma^2 + k_0^2 \mu_y \epsilon_x} \left(\frac{m\pi}{a} \right) E_0 \sin\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b} y\right) e^{-jk_z z}, \\ E_y = -\frac{\gamma}{\gamma^2 + k_0^2 \mu_x \epsilon_y} \left(\frac{n\pi}{b} \right) E_0 \sin\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b} y\right) e^{-jk_z z}, \\ H_x = \frac{j\omega \epsilon_0 \epsilon_y}{\gamma^2 + k_0^2 \mu_x \epsilon_y} \left(\frac{n\pi}{b} \right) E_0 \sin\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b} y\right) e^{-jk_z z}, \\ H_y = -\frac{j\omega \epsilon_0 \epsilon_x}{\gamma^2 + k_0^2 \mu_y \epsilon_x} \left(\frac{m\pi}{a} \right) E_0 \sin\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b} y\right) e^{-jk_z z}, \\ E_z(x, y) = E_0 \sin\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b} y\right) e^{-jk_z z}, \quad (19)$$

其中 k_z 为相位常数,其表达式为

讨论 1 当 $\omega < \omega_c^{\text{TM}}$ 时,可以得到

$$1 - \frac{1}{|\epsilon_z \mu_1|} \frac{k_x^2 + k_y^2}{k_0^2} < 0,$$

此时我们可以依据 μ_1 和 ϵ_z 符号的不同组合进一步对矩形等效的有效介电常数、有效磁导率以及相位常数进行讨论.

1) $\epsilon_z > 0$,

由(22)式可知,当 $\mu_1 > 0$ 时,

$$\mu_{\text{eff}}^{\text{TM}} = \mu_1 \left(1 - \frac{1}{|\mu_1 \epsilon_z|} \frac{k_x^2 + k_y^2}{k_0^2} \right) < 0, \quad (24)$$

当 $\mu_1 < 0$ 时,

$$\mu_{\text{eff}}^{\text{TM}} = \mu_1 \left(1 + \frac{1}{|\mu_1 \epsilon_z|} \frac{k_x^2 + k_y^2}{k_0^2} \right) < 0, \quad (25)$$

由此可以看到,此时无论 μ_1 的符号为正还是负,均有 $\mu_{\text{eff}}^{\text{TM}} < 0$ 成立,从而有 $\epsilon_z \mu_{\text{eff}}^{\text{TM}} < 0$.

2) $\epsilon_z < 0$

由(22)式可知,当 $\mu_1 > 0$ 时,

$$\mu_{\text{eff}}^{\text{TM}} = \mu_1 \left(1 + \frac{1}{(\mu_1 \epsilon_z)} \frac{k_x^2 + k_y^2}{k_0^2} \right) > 0, \quad (26)$$

当 $\mu_1 < 0$ 时,

$$\mu_{\text{eff}}^{\text{TM}} = \mu_1 \left(1 - \frac{1}{(\mu_1 \epsilon_z)} \frac{k_x^2 + k_y^2}{k_0^2} \right) > 0. \quad (27)$$

由此可以看到,此时无论 μ_1 的符号为正还是负,均有 $\mu_{\text{eff}}^{\text{TM}} > 0$ 成立,从而有 $\epsilon_z \mu_{\text{eff}}^{\text{TM}} < 0$.

经过上面的讨论我们可以发现一个非常重要的结论:对于 TM 模式而言,当 $\omega < \omega_c^{\text{TM}}$ 时,填充各向异性超常媒质的矩形波导的有效磁导率 $\mu_{\text{eff}}^{\text{TM}}$ 的正负由超常媒质的纵向介电常数 ϵ_z 决定,并且有 $\epsilon_z \mu_{\text{eff}}^{\text{TM}} < 0$. 进一步,由于此时矩形波导的有效介电常数 $\epsilon_{\text{eff}}^{\text{TM}}$ 即为所填充超常媒质的横向介电常数 ϵ_1 ,我们可以得到一个有用的推论:对于 TM 模式而言,当 $\omega < \omega_c^{\text{TM}}$ 时,填充各向异性超常媒质的矩形波导的通带特性由超常媒质的纵向介电常数 ϵ_z 和横向介电常数 ϵ_1 乘积的正负决定,当其为正时,电磁波在该矩形波导中呈指数衰减,当其为负时,电磁波在该矩形波导中以后向波的形式传播(具体传播形式由 ϵ_z 的正负决定, $\epsilon_1 > 0$ 并且 $\epsilon_z < 0$ 时为正向波, $\epsilon_1 < 0$ 并且 $\epsilon_z > 0$ 时为后向波).

讨论 2 当 $\omega > \omega_c^{\text{TM}}$ 时,可以得到

$$1 - \frac{1}{|\epsilon_1 \mu_z|} \frac{k_x^2 + k_y^2}{k_0^2} > 0,$$

此时我们同样可以依据 ϵ_1 和 μ_z 符号的不同进一步对矩形波导的有效介电常数、有效磁导率以及相位常数进行讨论.

1) $\epsilon_z > 0$

由(22)式可知,当 $\mu_1 > 0$ 时,

$$\mu_{\text{eff}}^{\text{TM}} = \mu_1 \left(1 - \frac{1}{\mu_1 \epsilon_z} \frac{k_x^2 + k_y^2}{k_0^2} \right) > 0, \quad (28)$$

当 $\mu_1 < 0$ 时,

$$\mu_{\text{eff}}^{\text{TM}} = \mu_1 \left(1 + \frac{1}{(\mu_1 \epsilon_z)} \frac{k_x^2 + k_y^2}{k_0^2} \right) < 0. \quad (29)$$

由此可以看到,此时有效磁导率 $\mu_{\text{eff}}^{\text{TM}}$ 的符号与超常媒质的横向介电常数的符号相一致,即有 $\epsilon_1 \mu_{\text{eff}}^{\text{TM}} > 0$.

2) $\epsilon_z < 0$

由(22)式可知,当 $\mu_1 > 0$ 时,

$$\mu_{\text{eff}}^{\text{TM}} = \mu_1 \left(1 + \frac{1}{(\mu_1 \epsilon_z)} \frac{k_x^2 + k_y^2}{k_0^2} \right) > 0, \quad (30)$$

当 $\mu_1 < 0$ 时,

$$\mu_{\text{eff}}^{\text{TM}} = \mu_1 \left(1 - \frac{1}{(\mu_1 \epsilon_z)} \frac{k_x^2 + k_y^2}{k_0^2} \right) < 0. \quad (31)$$

由此可以看到,此时有效磁导率 $\mu_{\text{eff}}^{\text{TM}}$ 的符号与超常

媒质的横向磁导率的符号相一致,即有 $\mu_1 \mu_{\text{eff}}^{\text{TM}} > 0$.

综上所述,我们可以总结出如下结论:对于 TM 模式而言,当 $\omega > \omega_c^{\text{TM}}$ 时,填充各向异性超常媒质的矩形波导的有效磁导率 $\mu_{\text{eff}}^{\text{TM}}$ 的正负由超常媒质的横向磁导率 μ_1 决定,并且有 $\mu_1 \mu_{\text{eff}}^{\text{TM}} > 0$. 进一步,由于此时矩形波导的有效介电常数 $\epsilon_{\text{eff}}^{\text{TM}}$ 即为所填充超常媒质的横向介电常数 ϵ_1 ,我们可以得到一个有用的推论:对于 TM 模式而言,当 $\omega > \omega_c^{\text{TM}}$ 时,填充各向异性超常媒质的矩形波导的通带特性由超常媒质的横向介电常数 ϵ_1 和横向磁导率 μ_1 乘积的正负决定,当其为正时,电磁波在该矩形波导中以正向波或后向波的形式传播(具体传播形式由 ϵ_1 的正负决定, $\epsilon_1 > 0$ 并且 $\mu_1 > 0$ 时为正向波, $\epsilon_1 < 0$ 并且 $\mu_1 < 0$ 时为后向波),当其为负时,电磁波在该矩形波导中呈指数衰减.

如果将 TE 模式的情形和 TM 模式的情形相比较,我们可以发现:在截止频率以上,无论是对于 TE 模式还是 TM 模式,填充各向异性超常媒质矩形波导的通带特性都是由超常媒质的横向介电常数和横向磁导率乘积的正负决定的,而与超常媒质的纵向本构参数无关,而在截止频率以下时,超常媒质的纵向本构参数对矩形波导的通带特性则具有重要的影响作用.而尤为重要的是,无论是对于 TE 模式还是 TM 模式,利用各向异性超常媒质都可以对矩形波导的导波特性和导波形式在整个频域上(无论是截止频率以上还是截止频率以下)实现有效的控制.作为例子,人们通过适当选择参数,在矩形波导的截止频率以下,不但可以使电磁波如文献[8]所述以后向波的形式传播,而且还可使电磁波以正向波的形式在波导中传播.

3. 计算结果

为了更为清晰地理解各向异性超常媒质波导的导波特性和验证上一节所得结论的正确性,本节挑选几组典型的电磁参数对各向异性超常媒质波导的有效介电常数、有效磁导率、截止频率以及传输特性进行计算.

为了获得具有更为一般计算结果,我们用 Drude 模型描述各向异性媒质的本构参数

$$\epsilon_1 = 1 - \frac{\omega_{\text{pe1}}^2}{\omega^2}, \quad \epsilon_z = 1 - \frac{\omega_{\text{pez}}^2}{\omega^2},$$

$$\mu_x = 1 - \frac{\omega_{\text{pmt}}^2}{\omega^2}, \mu_z = 1 - \frac{\omega_{\text{pmz}}^2}{\omega^2}, \quad (32)$$

同时,定义

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{\mu_0 \epsilon_0}{k_x^2 + k_y^2}} \quad (33)$$

作为计算过程中归一化角频率的归一化因子,其物理意义是,具有与本研究同尺寸的空气波导的截止角频率。

3.1. TE 模式的计算结果

对于 TE 模式,我们计算了 $\omega_{\text{pet}} = 0.5\omega_0$, $\omega_{\text{pmt}} = 2.5\omega_0$, 并且 $\omega_{\text{pmz}} = 1.5\omega_0$ 时,各向异性超常媒质矩形波导的有效介电常数和有效磁导率(其有效磁导率等于超常媒质的横向磁导率)并将其与超常媒质的本构参数曲线共同绘制在图 2 中,以方便讨论它们之间的相互关系。图 2 中,虚线为纵向磁导率 μ_z ,点划线为横向介电常数 ϵ_1 ,细实线为横向磁导率 μ_1 和有效磁导率 $\mu_{\text{eff}}^{\text{TE}}$,粗实线为有效介电常数 $\epsilon_{\text{eff}}^{\text{TE}}$ 。从图中可以看到,随着归一化角频率 ω/ω_0 趋近于零或无穷大, $\epsilon_{\text{eff}}^{\text{TE}}$ 趋近于 ϵ_1 ,这样的结果也可以通过数学的方法从(8)式中推导出来,但图形的方式使人们有一个更为直接的认识。图 3 给出了此时函数 $f(\omega)$

$$= 1 - \frac{1}{|\epsilon_1 \mu_z|} \frac{k_x^2 + k_y^2}{k_0^2}$$

随归一化角频率 ω/ω_0 的变化曲线,从图中可以清晰地区别出 $1 - \frac{1}{|\epsilon_1 \mu_z|} \frac{k_x^2 + k_y^2}{k_0^2}$

< 0 和 $1 - \frac{1}{|\epsilon_1 \mu_z|} \frac{k_x^2 + k_y^2}{k_0^2} > 0$ 所对应的频率范围,而 $f(\omega)$ 与横轴的交点则为相应的截止角频率 ω_c^{TE} 。然而,与(9)式有所不同的是,此时由于 μ_z 和 ϵ_1 均是随频率变化的量,因此会得到两个截止角频率 $\omega_{\text{cl}}^{\text{TE}}$ 和 $\omega_{\text{c2}}^{\text{TE}}$,并且与 $1 - \frac{1}{|\epsilon_1 \mu_z|} \frac{k_x^2 + k_y^2}{k_0^2} < 0$ ($\omega < \omega_c^{\text{TE}}$) 和 $1 - \frac{1}{|\epsilon_1 \mu_z|} \frac{k_x^2 + k_y^2}{k_0^2} > 0$ ($\omega > \omega_c^{\text{TE}}$) 相对应的条件也随之

变为 $\omega_{\text{cl}}^{\text{TE}} < \omega < \omega_{\text{c2}}^{\text{TE}}$ 和 $\omega_{\text{cl}}^{\text{TE}} > \omega > 0$ 或 $\omega > \omega_{\text{c2}}^{\text{TE}}$ 。将图 3 与图 2 相比较,我们可以看到:在 $\omega_{\text{cl}}^{\text{TE}} > \omega > 0$ 区域, $\epsilon_{\text{eff}}^{\text{TE}}$ 与 ϵ_1 符号相同,均为负值;在 $\omega_{\text{cl}}^{\text{TE}} < \omega < \omega_{\text{pmz}}$ 区域上, $\epsilon_{\text{eff}}^{\text{TE}}$ 与 μ_z 符号相反,由于此时 μ_z 为负值,因此 $\epsilon_{\text{eff}}^{\text{TE}}$ 变为正值;在 $\omega_{\text{pmz}} < \omega < \omega_{\text{c2}}^{\text{TE}}$ 区域上, $\epsilon_{\text{eff}}^{\text{TE}}$ 仍然与 μ_z 符号相反,由于此时 μ_z 由负值变为正值,因此 $\epsilon_{\text{eff}}^{\text{TE}}$ 也随之相反地变为负值;在 $\omega > \omega_{\text{c2}}^{\text{TE}}$ 区域上, $\epsilon_{\text{eff}}^{\text{TE}}$ 与 ϵ_1 符

号相同,但由于此时, ϵ_1 已经由负值变为正值,因此 $\epsilon_{\text{eff}}^{\text{TE}}$ 也为正值。

图 4 给出了 $\omega_{\text{pet}} = 0.5\omega_0$, $\omega_{\text{pmt}} = 2.5\omega_0$, 并且 $\omega_{\text{pmz}} = 1.5\omega_0$ 时各向异性超常媒质矩形波导 S_{21} 参数随归一化角频率 ω/ω_0 的变化曲线。将图 4 和图 2 相比较,可以看到:在 $\omega_{\text{cl}}^{\text{TE}} > \omega > 0$ 区域, $\epsilon_{\text{eff}}^{\text{TE}}$ 和 $\mu_{\text{eff}}^{\text{TE}}$ 同时为负值,因此波导呈现通带;在 $\epsilon_{\text{cl}}^{\text{TE}} < \omega < \omega_{\text{pmz}}$ 区域, $\epsilon_{\text{eff}}^{\text{TE}}$ 为正值而 $\mu_{\text{eff}}^{\text{TE}}$ 为负值,因此波导呈现阻带;在 $\omega_{\text{pmz}} < \omega < \omega_{\text{c2}}^{\text{TE}}$ 区域, $\epsilon_{\text{eff}}^{\text{TE}}$ 和 $\mu_{\text{eff}}^{\text{TE}}$ 同时为负值,因此波导呈现通带;在 $\omega_{\text{pmz}} > \omega > \omega_{\text{c2}}^{\text{TE}}$ 区域, $\epsilon_{\text{eff}}^{\text{TE}}$ 为正值而 $\mu_{\text{eff}}^{\text{TE}}$ 为负值,因此波导呈现阻带;在 $\omega > \omega_{\text{c2}}^{\text{TE}}$ 区域, $\epsilon_{\text{eff}}^{\text{TE}}$ 和 $\mu_{\text{eff}}^{\text{TE}}$ 同时为正值,因此波导呈现通带。

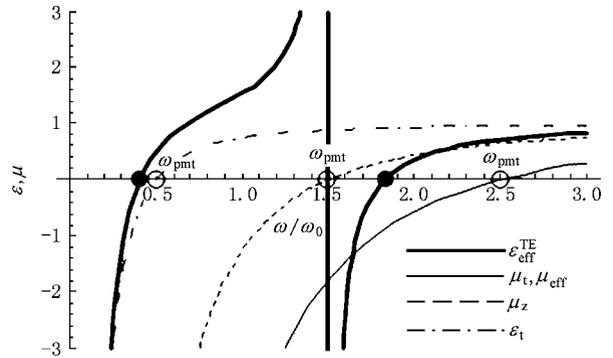


图 2 各向异性超常媒质波导在 TE 模式下 $\epsilon_{\text{eff}}^{\text{TE}}$ 和 $\mu_{\text{eff}}^{\text{TE}}$ 随归一化角频率的变化曲线

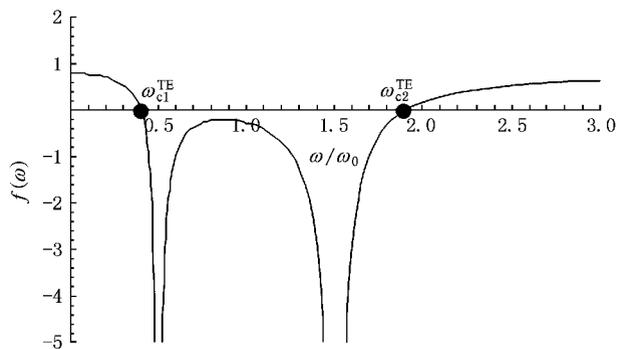


图 3 TE 模式下的 $f(\omega)$ 随归一化角频率的变化曲线

3.2. TM 模式的计算结果

对于 TM 模式,我们计算了 $\omega_{\text{pet}} = 0.5\omega_0$, $\omega_{\text{pez}} = \omega_0$, 并且 $\omega_{\text{pmt}} = 1.4\omega_0$ 时,各向异性超常媒质矩形波导的有效介电常数和有效磁导率(其有效介电常数等于超常媒质的横向介电常数)并将其与超常媒质的本构参数曲线共同绘制在图 5 中,以方便讨论它

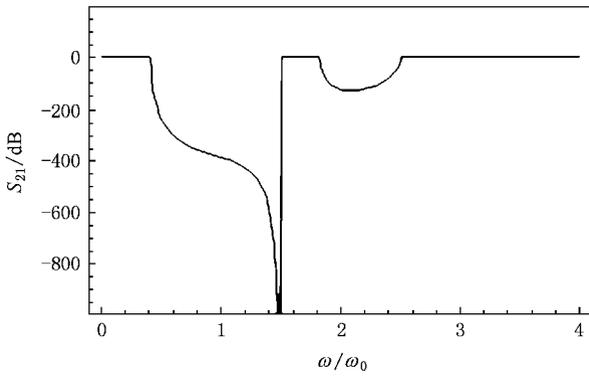


图 4 各向异性超常媒质波导在 TE 模式下 S_{21} 参数随归一化角频率的变化曲线

们之间的相互关系. 图 5 中, 虚线为纵向介电常数 ϵ_z , 点划线为横向介电常数 ϵ_t 和有效介电常数 $\epsilon_{\text{eff}}^{\text{TM}}$, 细实线为横向磁导率 μ_t , 粗实线为有效磁导率 $\mu_{\text{eff}}^{\text{TM}}$. 从图中可以看到, 随着归一化角频率 ω/ω_0 趋近于零或无穷大, $\mu_{\text{eff}}^{\text{TM}}$ 趋近于 μ_t , 这样的结果也可以通过数学的方法从 (22) 式中推导出来, 但图形的方式使人们有一个更为直接的认识. 图 6 给出了此时函数

$$f(\omega) = 1 - \frac{1}{|\epsilon_z \mu_t|} \frac{k_x^2 + k_y^2}{k_0^2}$$

随归一化角频率 ω/ω_0 的变化曲线, 从图中可以清晰地区别出 $1 - \frac{1}{|\epsilon_z \mu_t|}$

$\frac{k_x^2 + k_y^2}{k_0^2} < 0$ 和 $1 - \frac{1}{|\epsilon_z \mu_t|} \frac{k_x^2 + k_y^2}{k_0^2} > 0$ 所对应的频率

范围, 而 $f(\omega)$ 与横轴的交点则为相应的截止角频率 ω_c^{TM} . 然而, 与 (23) 式有所不同的是, 此时由于 μ_t 和 ϵ_z 均是随频率变化的量, 因此会得到两个截止角频率 $\omega_{\text{cl}}^{\text{TM}}$ 和 $\omega_{\text{c2}}^{\text{TM}}$, 并且与 $1 - \frac{1}{|\epsilon_z \mu_t|} \frac{k_x^2 + k_y^2}{k_0^2} < 0$ ($\omega <$

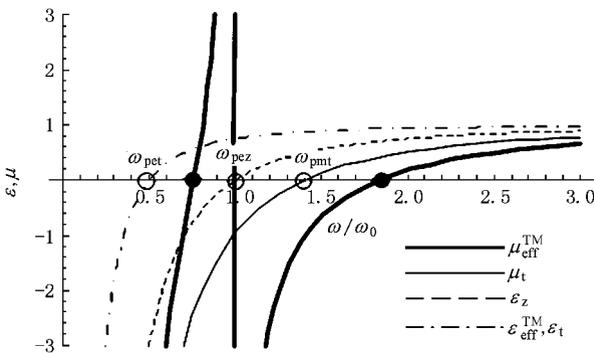


图 5 各向异性超常媒质波导在 TM 模式下 $\epsilon_{\text{eff}}^{\text{TM}}$ 和 $\mu_{\text{eff}}^{\text{TM}}$ 随归一化角频率的变化曲线

ω_c^{TM}) 和 $1 - \frac{1}{|\epsilon_z \mu_t|} \frac{k_x^2 + k_y^2}{k_0^2} > 0$ ($\omega > \omega_c^{\text{TM}}$) 相对应的条件也随之变为 $\omega_{\text{cl}}^{\text{TM}} < \omega < \omega_{\text{c2}}^{\text{TM}}$ 和 $\omega < \omega_{\text{cl}}^{\text{TM}}$ 或 $\omega > \omega_{\text{c2}}^{\text{TM}}$.

将图 6 与图 5 相比较, 我们可以看到: 在 $\omega < \omega_{\text{cl}}^{\text{TM}}$ 区域, $\mu_{\text{eff}}^{\text{TM}}$ 与 μ_t 符号相同, 均为负值; 在 $\omega_{\text{cl}}^{\text{TM}} < \omega < \omega_{\text{pez}}^{\text{TM}}$ 区域, $\mu_{\text{eff}}^{\text{TM}}$ 与 ϵ_z 符号相反, 由于此时 ϵ_z 为负值, 因此 $\mu_{\text{eff}}^{\text{TM}}$ 变为正值; 在 $\omega_{\text{pez}}^{\text{TM}} < \omega < \omega_{\text{c2}}^{\text{TM}}$ 区域, $\mu_{\text{eff}}^{\text{TM}}$ 仍然与 ϵ_z 符号相反, 但由于此时 ϵ_z 由负值变为正值, 因此 $\mu_{\text{eff}}^{\text{TM}}$ 也随之相反地变为负值; 在 $\omega > \omega_{\text{c2}}^{\text{TM}}$ 区域, $\mu_{\text{eff}}^{\text{TM}}$ 与 μ_t 符号相同, 但由于此时 μ_t 已经由负值变为正值, 因此 $\mu_{\text{eff}}^{\text{TM}}$ 也为正值.

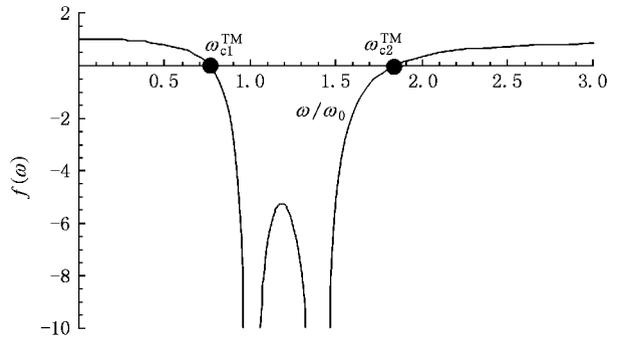


图 6 TM 模式下的 $f(\omega)$ 随归一化角频率的变化曲线

图 7 给出了 $\omega_{\text{pet}} = 0.5\omega_0$, $\omega_{\text{pez}} = \omega_0$, 并且 $\omega_{\text{pmt}} = 1.4\omega_0$ 时各向异性超常媒质矩形波导 S_{21} 参数随归一化角频率 ω/ω_0 的变化曲线. 将图 7 和图 5 相比较, 可以看到: 在 $\omega < \omega_{\text{pet}}^{\text{TM}}$, $\epsilon_{\text{eff}}^{\text{TM}}$ 和 $\mu_{\text{eff}}^{\text{TM}}$ 同时为负值, 因此波导呈现通带; 在 $\omega_{\text{pet}}^{\text{TM}} < \omega < \omega_{\text{cl}}^{\text{TM}}$ 区域, $\epsilon_{\text{eff}}^{\text{TM}}$ 为正值, $\mu_{\text{eff}}^{\text{TM}}$ 为负值, 因此波导呈现阻带; 在 $\omega_{\text{cl}}^{\text{TM}} < \omega < \omega_{\text{pez}}^{\text{TM}}$ 区域, $\epsilon_{\text{eff}}^{\text{TM}}$ 和 $\mu_{\text{eff}}^{\text{TM}}$ 同时为正值, 因此波导呈现通带; 在

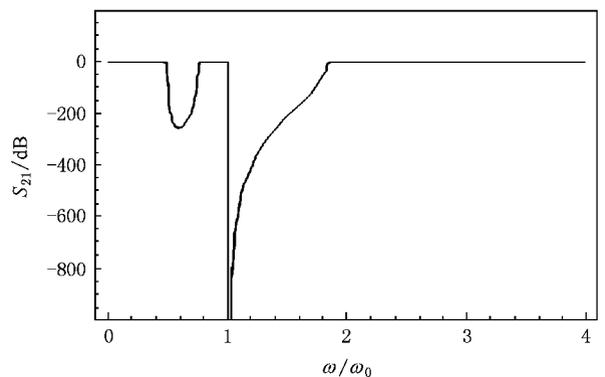


图 7 各向异性超常媒质波导在 TM 模式下 S_{21} 参数随归一化角频率的变化曲线

$\omega_{\text{pez}} < \omega < \omega_{\text{c2}}^{\text{TM}}$ 区域, $\epsilon_{\text{eff}}^{\text{TM}}$ 为正值, $\mu_{\text{eff}}^{\text{TM}}$ 为负值, 因此波导呈现阻带; 在 $\omega > \omega_{\text{c2}}^{\text{TM}}$ 区域, $\epsilon_{\text{eff}}^{\text{TM}}$ 和 $\mu_{\text{eff}}^{\text{TM}}$ 同时为正值, 因此波导呈现通带。

4. 结 论

本研究通过对各向异性超常媒质矩形波导导波特性的深入分析, 得到了一系列重要结论。研究结果表明, 在截止频率以上, 无论对于 TE 模式还是 TM 模式, 填充各向异性超常媒质矩形波导的通带特性都是由超常媒质的横向介电常数和横向磁导率乘积的正负决定的, 而与超常媒质的纵向本构参数无关; 而在截止频率以下时, 超常媒质的纵向本构参数对

矩形波导的通带特性则具有重要的影响作用。而尤为重要的是, 无论是对于 TE 模式还是 TM 模式, 利用各向异性超常媒质都可以对矩形波导的导波特性以及导波形式在整个频域上(无论是截止频率以上还是截止频率以下)实现有效的控制。作为例子, 人们通过适当选择参数, 在矩形波导的截止频率以下, 不但可以使电磁波如文献所述以后向波的形式传播, 而且还可使电磁波以正向波的形式在波导中传播。最后, 研究中通过典型的计算实例对所得结论进行了验证, 所得结果与理论预测相符合, 从而肯定了上述结论的正确性。本文的研究结果为进一步发展超常媒质在波导相关技术中的应用夯实了理论基础, 具有重要的理论意义和实用价值。

- [1] Dong J W, Chen Y H, Wang H Z 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 268 (in Chinese) [董建文、陈溢杭、汪河洲 2007 物理学报 **56** 268]
- [2] Liu Y H, Luo C R, Zhao X P 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 5883 (in Chinese) [刘亚红、罗春荣、赵晓鹏 2007 物理学报 **56** 5883]
- [3] Chen L, Liang C H, Dang X J 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 6398 (in Chinese) [陈亮、梁昌洪、党晓杰 2007 物理学报 **56** 6398]
- [4] Yang R, Xie Y J, Wang P, Yang T M 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 4504 (in Chinese) [杨锐、谢拥军、王鹏、杨同敏 2007 物理学报 **56** 4504]
- [5] Zhuang F, Shen J Q 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 955 (in Chinese) [庄飞、沈建其 2005 物理学报 **54** 955]
- [6] Pendry J B 2004 *Science* **306** 1353
- [7] Luo C R, Kang L, Zhao Q, Fu Q H, Song J, Zhao X P 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 1607 (in Chinese) [罗春荣、康雷、赵乾、付全红、宋娟、赵晓鹏 2005 物理学报 **54** 1607]
- [8] Marques R, Martel J, Mesa F, Medina F 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 183901
- [9] Hrabar S, Bartolic J, Sipus Z 2005 *IEEE Trans. Ant. Prop.* **53** 110
- [10] Esteban J, Camacho-Penalosa C, Page J E, Martin-Guerrero T M, Marquez-Segura E 2005 *IEEE Trans. Micr. Theory Tech.* **53** 1506
- [11] Jiang T, Chen Y, Feng Y 2006 *Chin. Phys.* **15** 1009
- [12] Meng F Y, Wu Q, Wu J 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2194 (in Chinese) [孟繁义、吴群、吴健 2006 物理学报 **55** 2194]
- [13] Meng F Y, Wu Q, Wu J 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2200 (in Chinese) [孟繁义、吴群、吴健 2006 物理学报 **55** 2200]
- [14] Meng F Y, Wu Q, Jin B S, Wang H L, Wu J 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 4514 (in Chinese) [孟繁义、吴群、金博识、王海龙、吴健 2006 物理学报 **55** 4514]
- [15] Wu Q, Meng F Y, Fu J H, Li L W 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 2179 (in Chinese) [吴群、孟繁义、傅佳辉、李乐伟 2008 物理学报 **57** 2179]

Transmission characteristics of a rectangular waveguide filled with anisotropic metamaterial^{*}

Meng Fan-Yi[†] Wu Qun Fu Jia-Hui Yang Guo-Hui

(School of Electronics and Information , Harbin Institute of Technology , Harbin 150001 , China)

(Received 2 December 2007 ; revised manuscript received 22 January 2008)

Abstract

The effective permittivity , effective permeability and the phase factor of a rectangular waveguide filled with an anisotropic metamaterial is derived through solving the wave equation. A group of important conclusions is obtained through discussing the relations between transmission characteristics of the waveguide and constitutive parameters of the filling metamaterial. It is shown that characteristics of the waveguide are determined by the transversal constitutive parameters when the operating frequency is higher than the cut-off frequency , and they are independent on the longitudinal constitutive parameters. However , below the cut off frequency , the characteristics of the waveguide are determined by both the transversal and longitudinal constitutive parameters. Two examples are calculated to demonstrate the above conclusions , and it is shown that calculated results are in a good agreement with the theoretical predictions. These results play important role in the applications of metamaterials to waveguide.

Keywords : anisotropy , metamaterial , rectangular waveguide , transmission characteristics

PACC : 3220D , 4110H

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60571026) , the Outstanding Youth Teachers Training Program of Harbin Institute of Technology (Grant No. HITQNJ2008007) , Ph. D. Programs Foundation of Ministry of Education of China (Grant No. 20070213058) the National Science Foundation for Post-doctoral Scientists of China (Grant No. 20070420158) and Science Foundation for Post-doctoral Scientists of Heilongjiang Province , China (Grant No. LBH-Z07083).

[†] E-mail : blade@hit.edu.cn