

# 有损金属圆波导中电磁波传输特性的研究

焦重庆<sup>1,2)</sup> 罗积润<sup>1)</sup>

1) 中国科学院电子学研究所, 北京 100080)

2) 中国科学院研究生院, 北京 100049)

(2006 年 3 月 24 日收到, 2006 年 6 月 26 日收到修改稿)

基于电磁模式的色散方程, 研究了有损金属圆波导中电磁模式的传输问题. 在考虑了损耗层厚度影响的情况下, 得到了各模式传输常数的近似解析表达式. 此式适用于截止频率附近. 通过解析表达式和波导模式色散方程, 对衰减常数和相位常数进行了大量数值计算, 得到了它们随损耗层厚度、频率以及损耗层电导率的变化规律. 两种方法所获得的结果有较好的一致性. 研究表明, 损耗强度和损耗层厚度的变化会改变波导中电磁模式的色散和简并特性, 对于改善高功率回旋行波放大器中注波相互作用带宽和模式竞争非常有益.

关键词: 有损圆波导, 相位常数, 衰减常数, 色散方程

PACC: 4110F, 4110H, 0350

## 1. 引 言

过模圆波导在高功率微波、毫米波的产生、放大、传输和过渡过程中有着十分广泛的应用<sup>[1-14]</sup>, 有损传输问题始终是微波研究和应用领域最为关心和重视的问题之一. 在某些特殊的应用中, 人们希望通过人为设置衰减使某些模式有较小的衰减, 而对其他模式有较大的衰减, 从而改善系统工作的稳定可靠性. 例如在高功率毫米波回旋行波放大器中, 金属壁上涂敷损耗层可以提高其工作的稳定性, 不会明显降低输出功率和效率并有可能增大互作用带宽<sup>[4-12]</sup>. 此外, 在回旋行波放大器的漂移区, 要求尽量衰减高频场, 使电子注进行良好的惯性群聚, 此时高频场常常处于截止(特指波频率低于对应理想波导的模式截止频率)和吸收(有损耗材料加载)衰减共存的状态<sup>[15]</sup>. 由于损耗层加载会改变电磁模式的传输特性, 且对不同模式有不同的影响, 进而会影响到器件的工作状态, 如稳定性、模式竞争和输出性能等. 此外, 这种有损涂敷波导可以用于低阶模式的抑制, 对于减少雷达散射截面特别有效<sup>[13]</sup>. 因此, 有损圆波导中模式传输常数的深入研究对高次模式的有效利用和稳定工作有重要意义.

目前, 关于模式传输常数的解析理论分析中, 通常没有考虑损耗层厚度的影响(即假设损耗层厚度为无穷大)<sup>[7, 14]</sup>. 然而, 实际上损耗层的厚度大都比

较薄, 损耗层厚度的影响不可忽略. 此外, 模式传输常数的解析公式必须满足以下两点: 一是能考虑厚度的影响, 二是适用于模式的截止频率附近. 而现有的解析方法(如功率损耗法<sup>[16]</sup>)均不能满足这两点要求, 而边界阻抗法<sup>[17, 18]</sup>虽满足第二点, 但不满足第一点. 这为人们全面认识有损波导传输常数的物理特性带来某些实际困难.

本文基于基本色散方程<sup>[19]</sup>, 经过适当近似, 给出了一个既考虑损耗层厚度影响, 又适用于截止频率附近的传输常数解析表达式. 通过将它与色散方程的计算结果进行对比, 以达到以下两个目的: 一是得到不同频率、损耗层电导率和厚度下各电磁模式的传输特点和规律, 探索改善高次模式稳定工作的有效途径, 以便为高功率毫米波回旋行波放大器中的损耗加载提供指导; 二是验证近似解析公式的精确程度.

## 2. 有损金属圆波导模型

对于一个均匀有损金属圆波导, 通常电磁波因波导壁(或有损涂层)的损耗而渗透其中的深度是有限的. 图 1 给出了我们研究的均匀有损圆波导的横截面图. 图中区域 I 是半径为  $a$  的真空气区( $\epsilon_0, \mu_0$ ), 区域 II 是厚度为  $t$  的有限电导率损耗层( $\epsilon_0, \mu_0, \sigma$ ), 层外为理想导体所包围. 波导有损耗时, 高频场沿波导轴向的传播可表示为  $\exp(i\omega t - \gamma z)$  的形式.

这里

$$\gamma = \alpha + i\beta \quad (1)$$

为传输常数,其中  $\alpha$  是衰减常数,  $\beta$  是相位常数.

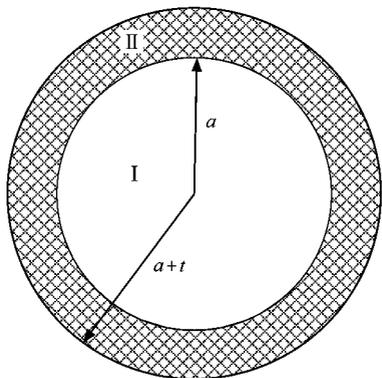


图 1 涂损耗层圆波导的横截面图

对图 1 所示模型,从 Helmholtz 方程出发,利用区域 I、区域 II 中波导场解的一般形式,并结合波导壁损耗层与空气交界处的场匹配边界条件以及损耗层外的理想导体壁边界条件,通过复杂的数学推导,可给出波导中电磁波模式精确的色散方程<sup>[19]</sup>

$$\begin{aligned} & \left( \frac{\epsilon_c}{k_{c\parallel}} \frac{Q'(k_{c\parallel} a)}{Q(k_{c\parallel} a)} - \frac{1}{k_{c\perp}} \frac{J'_m(k_{c\perp} a)}{J_m(k_{c\perp} a)} \right) \\ & \times \left( \frac{1}{k_{c\parallel}} \frac{P'(k_{c\parallel} a)}{P(k_{c\parallel} a)} - \frac{1}{k_{c\perp}} \frac{J'_m(k_{c\perp} a)}{J_m(k_{c\perp} a)} \right) \\ & + \left( \frac{1}{k_{c\perp}^2} - \frac{1}{k_{c\parallel}^2} \right)^2 \frac{\gamma^2 m^2}{k^2 a^2} = 0. \end{aligned} \quad (2)$$

这里,  $m$  为模式的角向波型指数,  $J_m(x)$  和  $N_m(x)$  分别为第一类和二类  $m$  阶柱贝塞尔函数,

$$P(x) = J_m(x) N'_m(k_{c\parallel} b) - N_m(x) J'_m(k_{c\parallel} b),$$

$$Q(x) = J_m(x) N_m(k_{c\parallel} b) - N_m(x) J_m(k_{c\parallel} b),$$

$$b = a + t,$$

$$k_{c\perp}^2 = k^2 + \gamma^2,$$

$$k_{c\parallel}^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_c + \gamma^2 = k_{c\perp}^2 - i\sigma\omega\mu_0,$$

$$k = \omega/c,$$

$$\epsilon_c = 1 - i\sigma(\omega\epsilon_0).$$

从(2)式等号左边第二项可以看出,对于有损圆波导,通常意义下的 TE 模和 TM 模不能单独存在,而是相互耦合.当  $m \neq 0$  时,(2)式实际上对应  $HE_{m,m}$  或  $EH_{m,m}$  混合模的色散方程.如果损耗层电导率  $\sigma$  很大或损耗层厚度  $t$  很小时,  $HE_{m,m}$  模与  $TE_{m,m}$  模以及  $EH_{m,m}$  模与  $TM_{m,m}$  模很接近.当角向模数  $m$  等于零时,  $TE_{0,m}$  模和  $TM_{0,m}$  模之间不存在耦合.(2)式是研究有损圆波导

传输特性最基本的方程,以下关于传输常数解析公式获得以及相关的数值分析都是以它作为出发点.

### 3. 传输常数的解析公式

虽然(2)式是研究有损圆波导模式传输的基本方程,但很难从式中看到任何相关传输常数的物理特征.为了能够对(2)式进行简化,便于求出传输常数的解析表达式,我们把电磁波在良导体中传播时的渗透深度  $\delta = \sqrt{2k/\omega\mu_0\sigma}$  作为一个基本参量,在我们通常研究的范围内,  $\delta$  的值比较小.如果假设:(A)损耗层中以传导电流为主而位移电流可以忽略,即  $\sigma(\omega\epsilon_0) \gg 1$  (B)波导半径远大于波在导体中的趋肤深度,即  $a \gg \delta$ .在以上两点假设下,有

$$\epsilon_c \approx -i\sigma(\omega\epsilon_0) = -2i(k^2 \delta^2). \quad (3)$$

假设(A)等效于  $\delta\omega\mu_0 \gg k^2$ ,由  $k_{c\parallel}^2 = k_{c\perp}^2 - i\sigma\omega\mu_0$ ,且一般  $k_{c\perp}$  与  $k$  量级相同,故可以作如下近似:

$$k_{c\parallel}^2 \approx -i\sigma\omega\mu_0 \Rightarrow k_{c\parallel} \approx (1-i)\delta. \quad (4)$$

由(4)式有

$$|k_{c\parallel} a| \approx \sqrt{2}a/\delta \gg 1,$$

故可将贝塞尔函数用大宗量渐近表达式代替,进而色散方程(2)可简化为

$$\begin{aligned} & \left( \frac{2i}{(1-i)\delta k^2} \text{co}((1-i)t/\delta) - \frac{1}{k_{c\perp}} \frac{J'_m(k_{c\perp} a)}{J_m(k_{c\perp} a)} \right) \\ & \times \left( \frac{\delta}{1-i} \text{ta}((1-i)t/\delta) - \frac{1}{k_{c\perp}} \frac{J'_m(k_{c\perp} a)}{J_m(k_{c\perp} a)} \right) \\ & + \left( \frac{1}{k_{c\perp}^2} - \frac{1}{k_{c\parallel}^2} \right)^2 \frac{\gamma^2 m^2}{k^2 a^2} = 0. \end{aligned} \quad (5)$$

因为已经假设  $\sigma(\omega\epsilon_0) \gg 1$  对于  $TE_{m,m}$  (  $HE_{m,m}$  ) 模,可取

$$k_{c\perp} = k_{c0} + p_1 \delta + O(\delta^2), \quad (6)$$

式中,  $k_{c0} = x_{m,m}/a$  为损耗层电导率无穷大时  $TE_{m,m}$  模的截止波数,满足  $J'_m(k_{c0} a) = 0$ ,  $x_{m,m}$  为  $m$  阶贝塞尔函数导函数的第  $n$  个非零正根.将(6)式代入(5)式,将  $t/\delta$  整体作为参量,然后把(5)式按  $\delta$  作级数展开,若保留  $\delta$  的最低量级项(零级项),方程(5)变为

$$\begin{aligned} & \left( -\frac{1}{k^2} - \frac{2i}{(1-i)k^2} \text{co}((1-i)t/\delta) \right) \\ & \times \frac{1}{k_{c0}} \frac{J'_m(k_{c0} a) p_1 a}{J_m(k_{c0} a)} \\ & + \frac{1}{k_{c0}^4} \frac{\gamma_0^2 m^2}{k^2 a^2} = 0. \end{aligned} \quad (7)$$

从(7)式出发,利用贝塞尔函数的运算性质,化简整

理后得

$$p_1 = -\frac{(1+i)}{2a} \left( 1 + \frac{m^2}{x_{mm}^2 - m^2} \frac{\omega^2}{\omega_0^2} \right) k_0 \times \tan((1-i)t/\delta). \quad (8)$$

于是截止波数  $k_{c1}$  和传输常数  $\gamma$  可分别表示为

$$k_{c1} = k_0 - \frac{(1+i)k_0\delta}{2a} \left( 1 + \frac{m^2}{x_{mm}^2 - m^2} \frac{\omega^2}{\omega_0^2} \right) \times \tan((1-i)t/\delta) + O(\delta^2), \quad (9)$$

$$\gamma^2 = k_{c1}^2 - k^2 = \gamma_0^2 - k_0^2 \frac{(1+i)}{a} \times \delta \left( 1 + \frac{m^2}{x_{mm}^2 - m^2} \frac{\omega^2}{\omega_0^2} \right) \tan((1-i)t/\delta) + O(\delta^2). \quad (10)$$

对于  $TM_{mm}$  模, 通过类似于前面  $TE_{mm}$  传输常数求解过程,  $TM_{mm}$  模的截止波数  $k_{c1}$  和传输常数  $\gamma$  可分别表示为

$$k_{c1} = k_0 - \frac{(1+i)k^2}{2\gamma_{mm}} \delta \tan((1-i)t/\delta) + O(\delta^2), \quad (11)$$

$$\gamma^2 = k_{c1}^2 - k^2 = \gamma_0^2 - \frac{(1+i)k^2}{a} \delta \tan((1-i)t/\delta) + O(\delta^2), \quad (12)$$

式中  $\gamma_{mm}$  为  $m$  阶贝塞尔函数的第  $n$  个非零正根.

在 (10)(12) 式中, 对不同模式, 损耗层厚度对传输常数的影响都体现在同一厚度因子  $\tan((1-i)t/\delta)$  上, 并且这些表达式都是传输常数相对良导体趋肤深度  $\delta$  的一级近似展开. 图 2 给出了厚度因子  $\tan((1-i)t/\delta)$  随相对厚度  $t/\delta$  变化的关系曲线. 从图 2 可以看出, 当  $t/\delta < 1.5$ , 损耗层厚度对传输常数的影响很大; 当  $t/\delta > 2.5$  以后,  $\tan((1-i)t/\delta)$  趋于稳定, 约为  $-i$ . 此时 (10)(12) 式的结果与边界阻抗法的一致<sup>[17]</sup>.

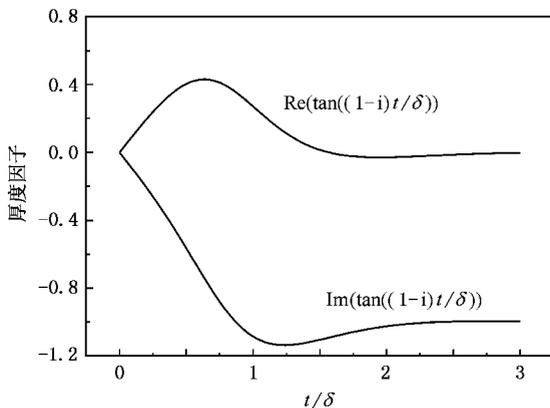


图 2 厚度因子随相对厚度的变化

## 4. 计算结果及讨论

(2)(10) 和 (12) 式分别是研究有损金属圆波导传输特性的精确色散方程和相应传输常数的近似表达式. (2) 式的获得没有进行任何近似, 可以用于验证解析表达式计算结果的精确程度. 不过, 直接利用 (2) 式计算传输常数可能会由于初值的选择不当, 计算结果不收敛, 出现振荡甚至在不同模式之间跳跃. 我们利用 (2) 式对目标函数进行改进, 采用割线法获得了稳定合理的计算结果. 计算时取波导半径  $a = 5.7 \text{ mm}$ , 相应理想导体壁下,  $TE_{11}$  和  $TE_{01}$  模的截止频率分别为  $f_{c1} = 15.4 \text{ GHz}$  和  $f_{c2} = 32.1 \text{ GHz}$ . 下面我们将详细讨论波频率、损耗层电导率和厚度对波导电磁模式传输特性的影响, 相应计算结果在图 3—图 7 中给出.

图 3 给出了不同电导率和厚度下  $TE_{11}$ ( $HE_{11}$ ) 模衰减常数和相位常数随频率的变化关系, 实线是近似公式计算结果, 虚线是利用色散方程 (10) 所得结果. 从图 3 可以看出, 衰减常数随频率增加而减小, 相位常数随频率增加而增加. 在近截止频率附近有较大的衰减, 有利于抑制发生于截止频率附近的绝对不稳定性振荡<sup>[20]</sup>. 随着电导率的减小, 波的相速变小、群速变大, 且相位常数随频率变化的曲线变得平直, 即模式的色散程度变小. 对于采用快波互作用的回旋放大器件, 损耗的存在有利于增加注波同步相互作用带宽. 严格而言, 非理想金属波导中模式的截止和传输不能分开. 不过, 如果损耗层厚度很小 (如厚度为  $0.1\delta$ ), 波的传播特性仍类似于理想导体壁波导中的传播特性, 在某一特定频率之下相位常数近似为零. 比较图 3(b)(d)(f) 可以看出, 随着电导率的减小, 截止频率下降. 两种方法计算的相位常数差别比衰减常数的差别小, 电导率越小, 有损耗层厚度越大, 两种计算结果的差别就越大.

图 4 给出了不同频率和电导率下  $TE_{11}$ ( $HE_{11}$ ) 模衰减常数和相位常数随损耗层厚度的变化关系. 从图 4(a)(b) 可以看出, 当波频率  $f = 18 \text{ GHz}$  时 ( $f > f_{c1}$ ) 衰减常数初始随损耗层厚度增加而增加, 在约 1.5 倍趋肤深度处达到最大, 然后逐步减小, 在约 2.5 倍趋肤深度处达到稳定值. 相位常数初始随损耗层厚度增加而增加, 在约 1 倍趋肤深度处达到最大, 尔后下降, 在约 2 倍趋肤深度后达到稳定. 从图 4(c)(d) 可以看出, 当波频率  $f = 15 \text{ GHz}$  ( $f < f_{c1}$ ) 时,

衰减常数随厚度的变化先是减小,然后增加,且损耗层电导率越小这种衰减的减小就越迅速.这正好对应电导率越低,截止对应的损耗层厚度越薄.此外,当衰减常数随损耗层厚度增加而上升并逐步进入稳

定时,随着电导率增加,它的值先减小后增加,这可能是因为电导率增大截止衰减的作用也在增加的结果.除上述提到的截止现象外,相位常数的变化趋势与  $f = 18 \text{ GHz}$  的情况基本类似.

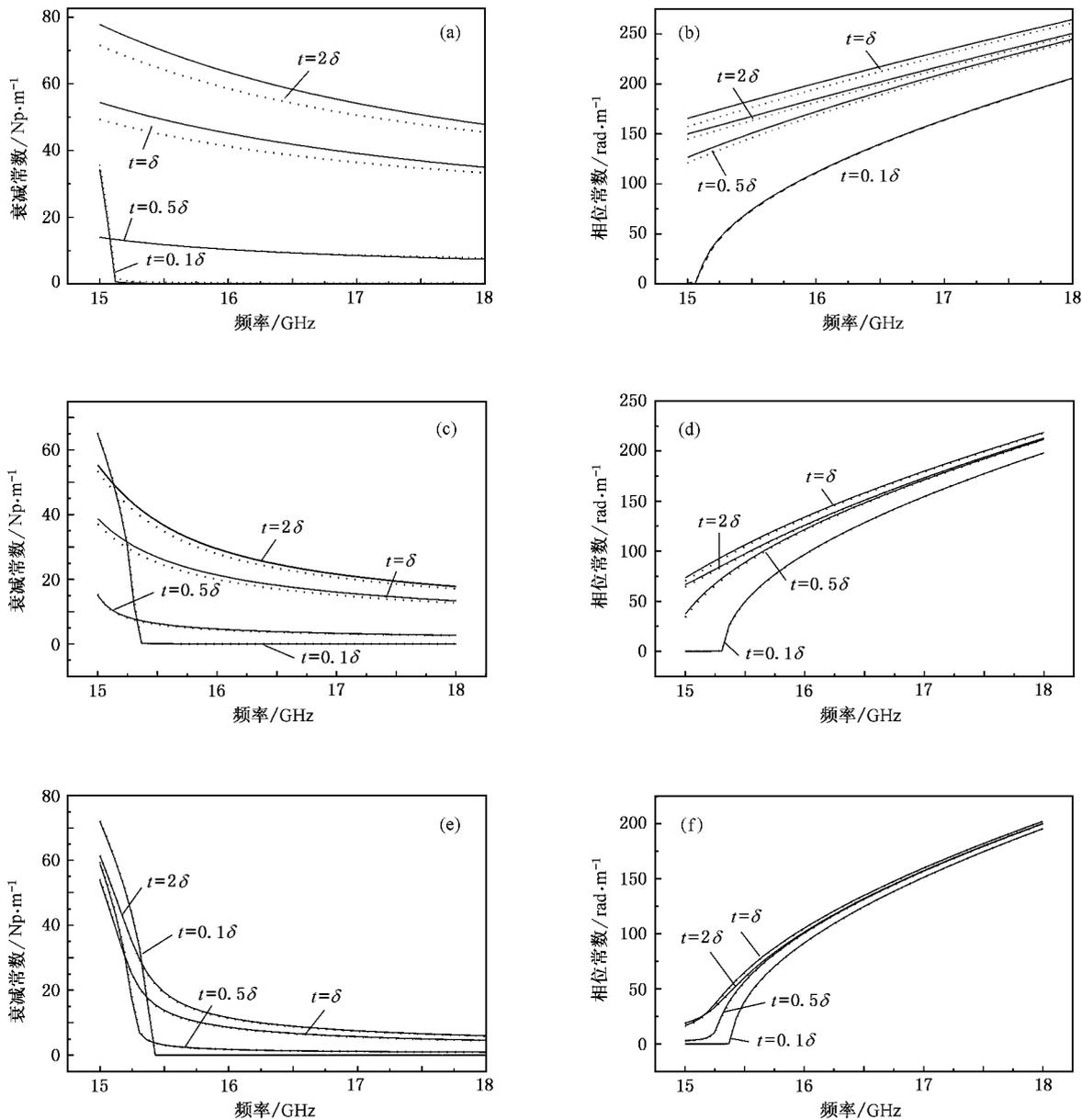


图3 TE<sub>11</sub>模衰减常数和相位常数随频率的变化 实线为近似公式的计算结果,虚线为色散方程的计算结果.(a)衰减常数,  $\sigma = 22.4 \text{ S/m}$ .(b)相位常数,  $\sigma = 22.4 \text{ S/m}$  (c)衰减常数,  $\sigma = 224 \text{ S/m}$  (d)相位常数,  $\sigma = 224 \text{ S/m}$  (e)衰减常数,  $\sigma = 2240 \text{ S/m}$  (f)相位常数,  $\sigma = 2240 \text{ S/m}$

图5给出了不同频率和损耗层厚度下TE<sub>11</sub>(HE<sub>11</sub>)模衰减常数和相位常数随损耗层电导率的变化曲线.从图5(a)(b)可以看出,当波频率  $f = 18 \text{ GHz}$  ( $f > f_{cl}$ )时,衰减常数和相位常数均随损耗层电导率的增加而减小.从图5(a)(b)可以看出,当波频率  $f$

$= 15 \text{ GHz}$  ( $f < f_{cl}$ )时,相位常数仍随损耗层电导率的增加而减小,而衰减常数随损耗层电导率的变化规律在不同损耗层厚度下有所不同.当损耗层厚度很小时,衰减常数随损耗层电导率的增加而增加,并逐渐趋于稳定,此时以截止衰减为主;当损耗层厚度较

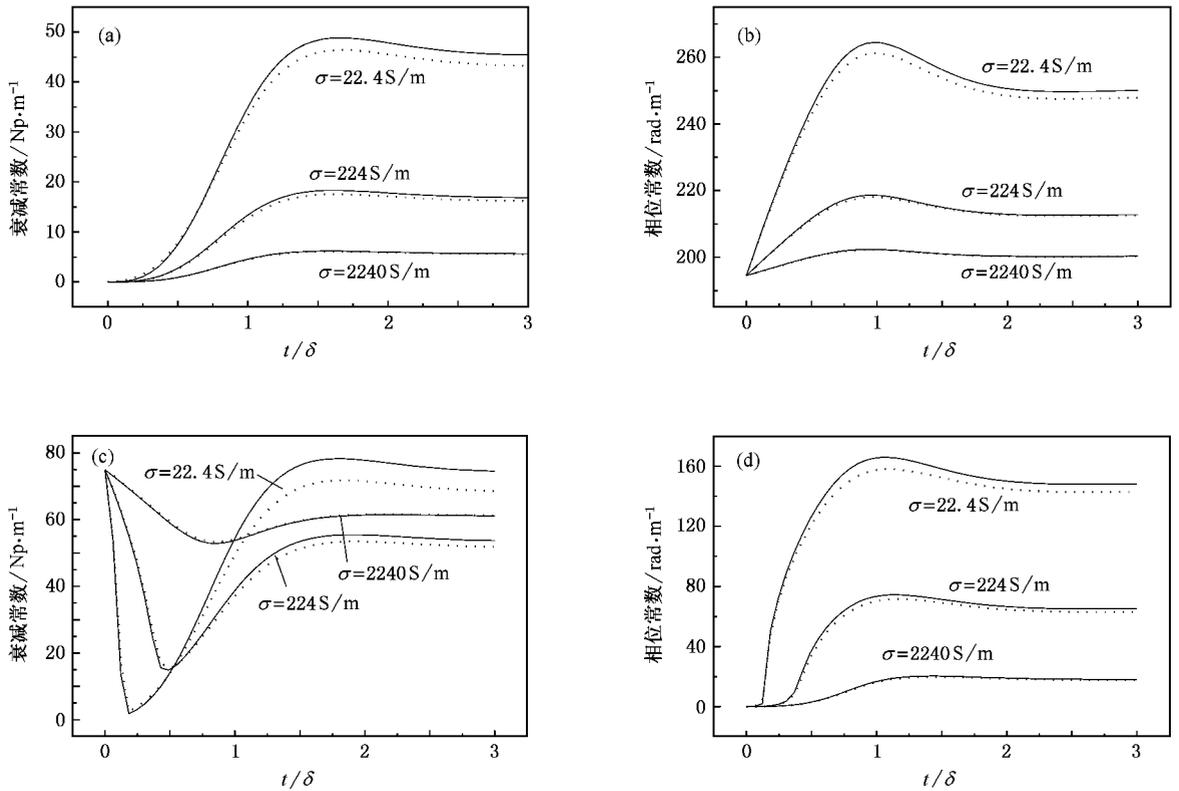


图 4  $TE_{11}$  模衰减常数和相位常数随损耗层厚度的变化 实线为近似公式的计算结果, 虚线为色散方程的计算结果。(a) 衰减常数,  $f = 18 \text{ GHz}$  (b) 相位常数  $f = 18 \text{ GHz}$  (c) 衰减常数  $f = 15 \text{ GHz}$  (d) 相位常数  $f = 15 \text{ GHz}$

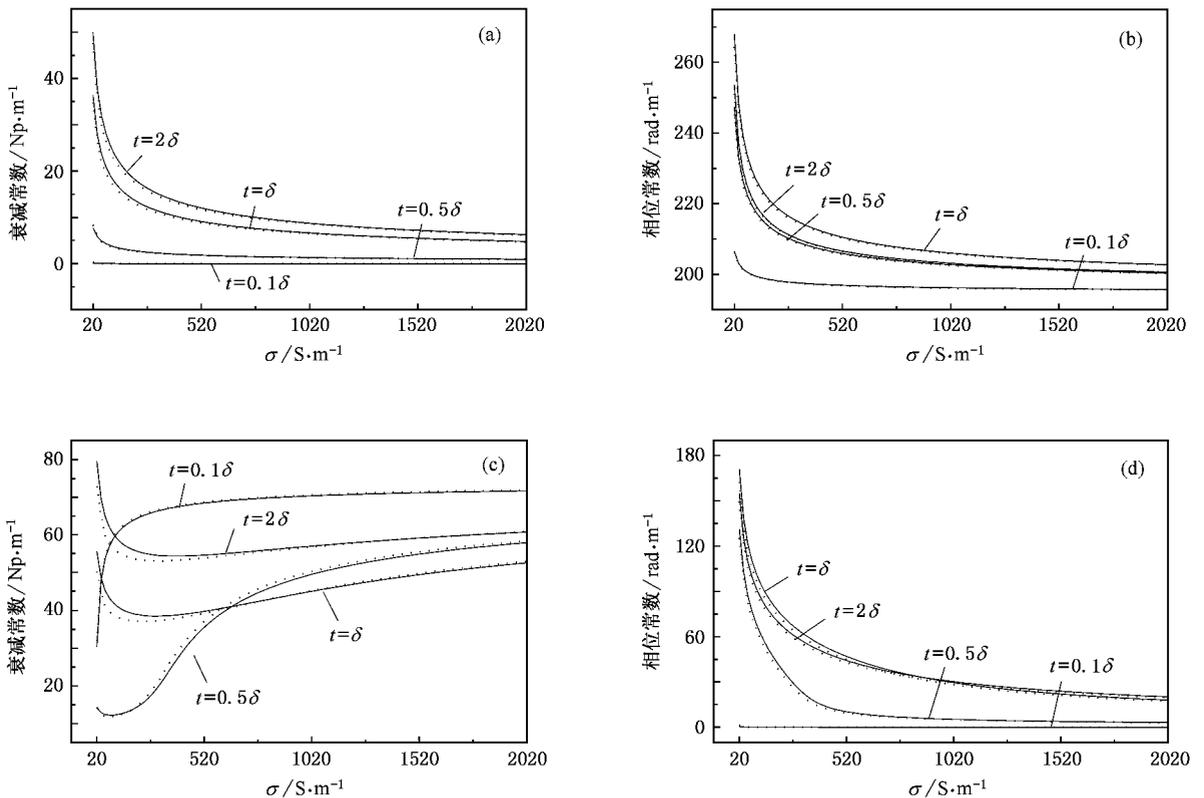


图 5  $TE_{11}$  模衰减常数和相位常数随损耗层电导率的变化 实线为近似公式的计算结果, 虚线为色散方程的计算结果。(a) 衰减常数  $f = 18 \text{ GHz}$  (b) 相位常数  $f = 18 \text{ GHz}$  (c) 衰减常数  $f = 15 \text{ GHz}$  (d) 相位常数  $f = 15 \text{ GHz}$

大时,衰减常数随损耗层电导率的增加而减小,尔后再逐步增加,此时以欧姆损耗衰减为主.当 $\sigma$ 从20 S/m增大到2020 S/m,相应 $\sigma/(\omega\epsilon_0)$ 大约也是从20增大到2020.在各种不同频率和损耗层厚度下,解析法和色散方程法对相位常数的计算结果差别较小.对于衰减常数,当 $\sigma$ 较小时,最大相对误差可达到10%以上,当 $\sigma$ 大于1000 S/m以后,相对误差一般不超过5%,当 $\sigma$ 大于1500 S/m以后,相对误差一般不超过3%.

图6给出了损耗层厚度 $t = 2\delta$ 、电导率 $\sigma = 22.4$ 和 $\sigma = 224$ 时,圆波导中最低阶的5个模式 $TE_{11}(HE_{11})$ 、 $TM_{01}$ 、 $TE_{21}(HE_{21})$ 、 $TM_{11}(EH_{11})$ 和 $TE_{01}$ 的衰减常数和相位常数随频率的变化关系.图6的曲线表明,由于损耗的存在,当电导率减少时所有模式相位常数与频率的关系趋向于直线,且电导率的减小和频率的提高将使得 $TE_{01}$ 和 $TM_{11}$ 两个模式的相位常数的差异增大,能量简并消失.对于远离截止的模式,衰减常数基本不随频率变化,而高阶模式 $TM_{11}(EH_{11})$ 和 $TE_{01}$ 的衰减常数随频率增加而显著减小,且电导率的减小和频率的提高将增大衰减常数之间的差别,这可以用于 $TE_{01}$ 作为工作模式时,对两个主要竞争模式 $TM_{11}$ 和 $TE_{21}$ 的有效抑制.

图7给出了损耗层电导率 $\sigma = 22.4$  S/m、波频率 $f = 35$  GHz和 $f = 31$  GHz时圆波导中最低阶5个模式衰减常数和相位常数随损耗层厚度的变化关系,所有曲线都为精确色散方程计算所得结果.从图7(a)(b)可以看出,当波频率 $f = 35$  GHz( $f > f_c$ )时,衰减常数先随损耗层厚度的增加而增加,在约2倍趋肤深度后达到稳定.两个在理想波导中简并的模式 $TE_{01}$ 和 $TM_{11}(EH_{11})$ 不仅简并消失,而且衰减常数也有很大差别.对于 $t/\delta \geq 0.75$ , $TE_{01}$ 的衰减常数比两个主要竞争模式 $TM_{11}$ 和 $TE_{21}$ 的衰减常数至少小20 Np/m,而 $TE_{11}$ 和 $TM_{01}$ 通常工作频率范围远离 $TE_{01}$ 的工作频率范围(对我们研究的情况,前者属于Ku波段,而后者属于Ka段),这对于选择 $TE_{01}$ 作为单一工作模式的意义十分重大.相位常数总体而言随损耗层厚度的变化比较平缓,在约1倍趋肤深度处有一最大值.从图7(c)(d)可以看出,当波频率 $f = 31$  GHz时( $f < f_c$ ), $TM_{11}$ 和 $TE_{01}$ 的衰减常数随损耗层厚度的增加先减小后增加,这对应相位常数在损耗层厚度较小时有一段截止区.在截止区, $TE_{01}$ 和 $TM_{11}(EH_{11})$ 模的衰减常数相同,然后,随着损耗层的增加,两者的衰减常数开始出现差别,并逐步增大.在厚度大于2倍良导体趋肤深度后,这种差别达到恒

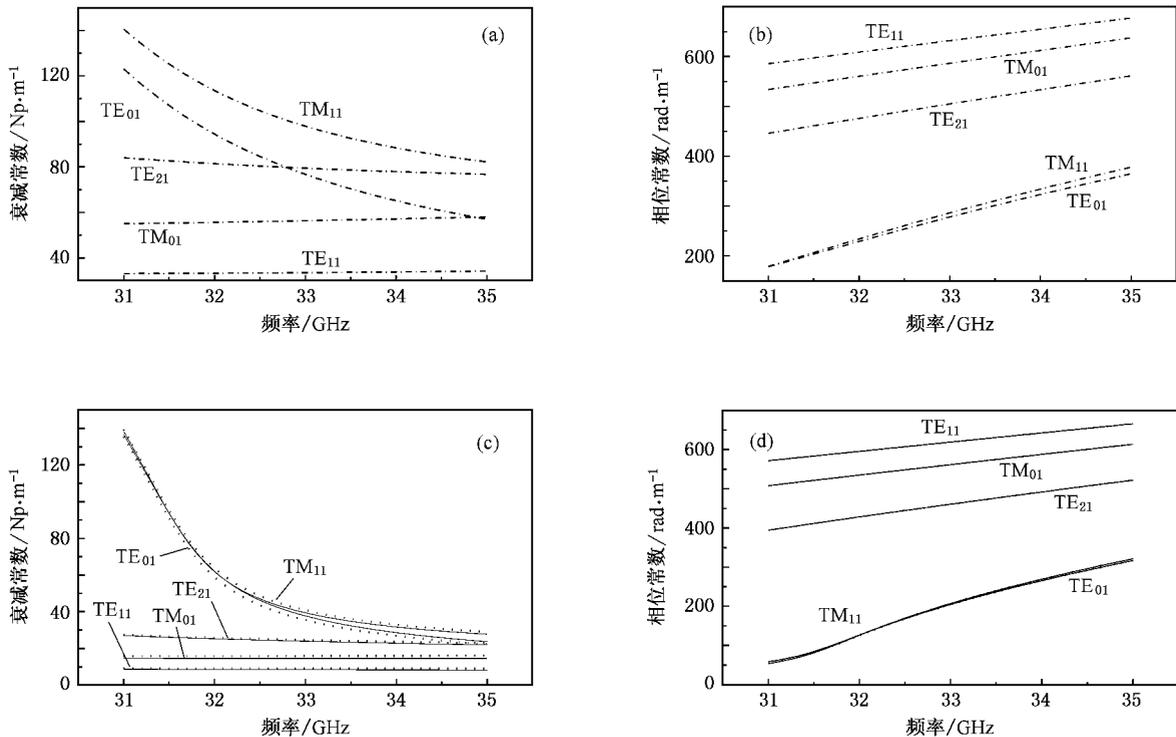


图6 圆波导中最低阶的5个模式的衰减常数和相位常数随频率的变化. 损耗层厚度 $t = 2\delta$ .实线为近似公式的计算结果,虚线为色散方程的计算结果.(a)衰减常数 $\sigma = 22.4$  S/m (b)相位常数 $\sigma = 22.4$  S/m (c)衰减常数 $\sigma = 224$  S/m (d)相位常数 $\sigma = 224$  S/m

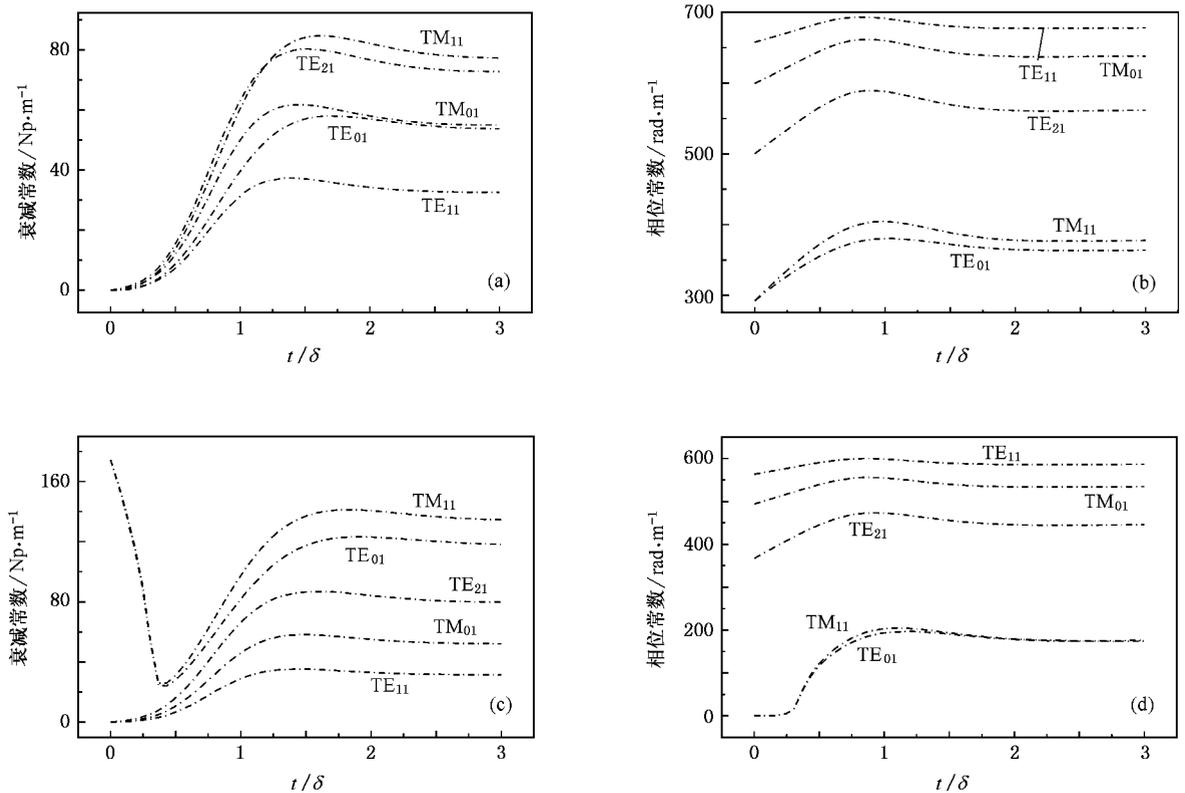


图7 圆波导中最低阶的5个模式的衰减常数和相位常数随损耗层厚度的变化 损耗层电导率  $\sigma = 22.4 \text{ S/m}$ , 所有曲线都为色散方程的计算结果. (a) 衰减常数  $f = 35 \text{ GHz}$  (b) 相位常数  $f = 35 \text{ GHz}$  (c) 衰减常数  $f = 31 \text{ GHz}$  (d) 相位常数  $f = 31 \text{ GHz}$

定. 对于  $t/\delta \geq 0.75$ ,  $\text{TE}_{01}$  的衰减常数比  $\text{TM}_{11}$  的衰减常数仍可小  $10 \text{ Np/m}$  以上, 但  $\text{TE}_{21}$  的衰减常数比  $\text{TE}_{01}$  的衰减常数至少小  $25 \text{ Np/m}$ , 并且相位常数的差别约出现在  $0.3 \leq t/\delta \leq 1.75$  之间, 大约在  $t/\delta > 1.75$  时, 简并重新出现.

## 5. 结 论

从有损金属圆波导基本色散方程出发, 利用良导体趋肤深度  $\delta$  作为近似展开的一阶量, 导出了当波导半径远大于良导体趋肤深度、导体中传导电流远大于位移电流时传输常数的解析表达式. 公式能够考虑损耗层厚度对传输常数的影响. 分析了模式、频率、电导率、损耗层厚度等的变化对传输常数的影响, 讨论了有损金属圆波导中波传播的数学和物理特征. 数值分析表明, 损耗的出现会使波导模式的色散特性变得平直. 对于传输模式, 随着损耗层厚度的增加, 衰减常数将经历增长和下降后保持恒定. 合理

增加损耗层厚度、提高模式的频率和减小电导率能够消除某些模式之间的能量简并. 对近截止模式(损耗层厚度的增加或电导率的减小会使截止频率下降)若损耗层厚度很小, 衰减常数随损耗层电导率的增加而增加, 并逐渐趋于稳定, 此时以截止衰减为主; 若损耗层厚度较大, 衰减常数随损耗层电导率的增加而减小, 并逐渐趋于稳定, 此时以欧姆(吸收)损耗衰减为主; 当电导率比较低同时损耗层比较厚时, 某些理想导电壁金属波导中出现的能量简并将在有损波导中重新出现. 特别值得强调的是, 合理选择工作模式、损耗强度和损耗层厚度能够让期待的模式损耗较小、对应的竞争模式损耗很大, 达到改善期待工作模式的稳定性和相互作用频带宽度的目的. 在假设条件容许范围内, 解析公式与色散方程计算出的衰减常数和相位常数有好的一致性. 本文获得的公式和结果对有损金属圆波导中电磁模式传播问题的分析、研究和设计, 特别是高功率毫米波回旋行波放大器研制, 具有理论和实际指导意义.

- [ 1 ] Granatstein V L , Levush B L , Danly B G *et al* 1997 *IEEE Trans . Plasma Sci .* **25** 1322
- [ 2 ] Felch K L , Danly B G , Jory H R *et al* 1999 *Proc . IEEE* **87** 752
- [ 3 ] Yang Y Y , Ding W 2000 *Acta Phys . Sin .* **49** 227 ( in Chinese )  
[ 杨蕴渊、丁 武 2000 物理学报 **49** 277 ]
- [ 4 ] Lai G J , Liu P K 2006 *Acta Phys . Sin .* **55** 321 ( in Chinese ) [ 来国军、刘濮鲲 2006 物理学报 **55** 321 ]
- [ 5 ] Li W , Gong M L , Wei Y Y *et al* 2004 *Chin . Phys .* **13** 54
- [ 6 ] Chu K R , Chen H Y , Hung C L *et al* 1999 *IEEE Trans . Plasma Sci .* **27** 391
- [ 7 ] Lau Y Y , Chu K R , Barnett L R *et al* 1981 *Int . J . Infrared Millim . Waves* **2** 395
- [ 8 ] Chu K R , Guo H , Granatstein V L 1997 *Phys . Rev . Lett .* **78** 4661
- [ 9 ] Lin A T , Lin C C 2002 *IEEE Trans . Plasma Sci .* **30** 931
- [ 10 ] Pershing D E , Nguyen K T , Calame J P *et al* 2004 *IEEE Trans . Plasma Sci .* **32** 947
- [ 11 ] Nusinovich G S , Simitsyn O V , Kesar A 2001 *Phys . Plasma* **8** 3427
- [ 12 ] McDomeott D B , Song H H , Hirata Y *et al* 2003 *IEEE Trans . Plasma Sci .* **31** 894
- [ 13 ] Lee C S , Lee S W , Chuang S L 1986 *IEEE Trans . MTT* **34** 773
- [ 14 ] Shafii J , Vernon R J 2002 *IEEE Trans . MTT* **50** 1361
- [ 15 ] Chen W J 2000 *Ph . D . Dissertation* ( Maryland : University of Maryland )
- [ 16 ] Zhang K Q , Li D J 2001 *Electromagnetic Theory for Microwave and Optoelectronics* ( 2nd ed ) ( Beijing : Electronic Industry Press ) p269 ( in Chinese ) [ 张克潜、李德杰 2001 微波与光电子学中的电磁理论 ( 第二版 ) ( 北京 : 电子工业出版社 ) 第 269 页 ]
- [ 17 ] Jackson J D 1975 *Classical Electrodynamics* ( 2nd ed ) ( New York : Wiley ) pp370—373
- [ 18 ] Anderson J S 1989 *IEEE Trans . MTT* **37** 1819
- [ 19 ] Harrington R F 1961 *Time Harmonic Electromagnetic Fields* ( New York : McGraw-Hill ) pp219—221
- [ 20 ] Lau Y Y , Chu K R , Barnett L R *et al* 1981 *Int . J . Infrared Millim . Wave* **2** 373

## Propagation of electromagnetic wave in a lossy cylindrical waveguide

Jiao Chong-Qing<sup>1,2)</sup> Luo Ji-Run<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> Institute of Electronics , Chinese Academy of Sciences , Beijing 100080 , China )

<sup>2)</sup> Graduate School of Chinese Academy of Sciences , Beijing 100049 , China )

( Received 24 March 2006 ; revised manuscript received 26 June 2006 )

### Abstract

Based on the dispersion equation of electromagnetic mode , the propagation characteristics in a lossy cylindrical waveguide are studied . The analytic formula of propagation constant for all modes in the waveguide is presented , which includes the effects of the thickness of the lossy layer . A large number of numerical calculations using the analytic formula and the dispersion equation have been carried out on the relations of the attenuation and phase constant with wave frequency , thickness and conductivity of the lossy layer . The analytic calculation results are in good agreement with those of the dispersion equation . This research is useful for selecting appropriate distributed wall losses for the stable and wide-band operation of gyrotron traveling wave amplifiers .

**Keywords :** lossy cylindrical waveguide , phase constant , attenuation constant , dispersion equation

**PACC :** 4110F , 4110H , 0350