

槽区加载介质矩形格栅慢波结构的色散与增益

梁源, 赵鼎, 王勇, 丁耀根

(中国科学院电子学研究所 中国科学院高功率微波源与技术重点实验室, 北京 100190)

摘要:建立了槽区内加载介质的格栅慢波结构模型. 通过 Borgnis 函数法和场匹配法得到冷态和热态色散方程. 并推导了耦合阻抗的表达式. 在稀疏电子注的假设下, 求得增益近似解的表达式. 通过数值方法, 求解并分析了加载介质对色散关系、基波耦合阻抗、基波相速和基波增益的影响. 并指出分别在槽内加载介质和格栅对侧加载介质对高频特性的不同影响趋势.

关键词:金属格栅; 介质加载; 色散; 增益; 耦合阻抗

中图分类号: TN122 **文献标识码:** A

Dispersion and gain of metal-grating amplifier with dielectric loaded in grooves

LIANG Yuan, ZHAO Ding, WANG Yong, DING Yao-Gen

(Key Laboratory of High Power Microwave Source and Technologies of Chinese Academy of Sciences, Institute of Electronics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

Abstract: A model of the metal-grating periodic slow-wave structure (SWS) with dielectric loaded in the grooves was built and the expressions of the dispersion equation and coupling impedance were developed by using the Borgnis function and the field-matching method. Under the assumption of the dilute electron beam, the gain was obtained. Through numerical calculations, the influences on the high-frequency characteristics of some parameters are given. Moreover, the different characteristics of the two ways of the dielectric being loaded have been analyzed.

Key words: metal-grating, dielectric loaded, gain, coupling impedance

PACS: 07.57. Hm

引言

切伦科夫(Cerenkov)微波器件的特点是功率和高频率, 二十世纪四十年代末以来, 关于这种器件的研究已从实验和理论两方面取得一系列成果^[1-5]. 与圆柱截面的切伦科夫器件相比, 带状电子注矩形截面的一个横向尺寸可以被大幅度放大, 以进一步提高输出功率; 而矩形截面的另一个尺寸可以保持很小, 用以配合较高的微波频率. 另外, 由于带状电子注的空间电荷力较弱, 因此聚焦系统可以采用较小尺寸和较小重量的周期永磁聚焦系统. 综合以上原因, 矩形截面切伦科夫脉塞(Rectangular Cerenkov Maser, RCM)得到广泛关注.

RCM 可以采用加载电介质或金属格栅两种方案来产生慢电磁波用以注波互作用. 一些科研文献已经推导并求解了介质加载和格栅加载两种慢波结构的色散方程, 并且详细分析了增益, 色散关系和其他高频特性^[6-10]. 若要让矩形格栅满足低电压要求, 必须采用较大的槽深-周期比值, 而这样势必增加器件体积和增加高频损耗, 并间接的影响磁场设计. 介质加载可以有效降低慢波结构的相速, 而在矩形波导栅内加载介质有两种方式: 一是在槽区内部填充介质; 二是在与格栅相对侧的平板上加载一层介质. 由于第二种方案在工艺实现上较容易, 因此更为广泛地被关注^[11]; 而第一种方案则在工艺上较难实现, 尤其是毫米波器件. 虽然这两种介质

收稿日期: 2013-12-11, 修回日期: 2015-01-25

基金项目: 国家自然科学基金(61222110, 60971073, 61172015)

Foundation items: Supported by National Natural Science Foundation of China(61222110, 60971073, 61172015)

作者简介(Biography): 梁源(1979-), 男, 山西临汾人, 助理研究员, 硕士, 主要研究领域为物理电子学、真空电子学. E-mail: lynx_7233@126.com

Received date: 2013-12-11, revised date: 2015-01-25

加载方案在降低相速方面作用相似,但是其他高频特性有明显的差异,因此有必要对其作具体的研究.

本文建立了槽内加载介质的金属格栅的注波相互作用模型,并通过 Borgnis 位函数法和场匹配法严格推导了色散方程和耦合阻抗方程.并根据慢波辐射的同步条件,在电子注和空间谐波相互作用的谐振点对色散方程进行泰勒级数展开,最后得到在稀疏电子注假设下的热色散方程.通过数值分析,给出了槽内介质参数对主要高频特性的影响.

1 色散方程与耦合阻抗的推导

图 1 是槽内加载介质的格栅慢波结构的注波相互作用模型.它由两块无限大的金属平板构成,其中下侧板有沿 z 向周期变化的格栅慢波结构.两板之间距离为 $2a$,格栅周期为 p ,格栅宽度为 d .格栅深度为 $h_4 + h_5$,其中 h_5 为介质加载区.厚度为 $2b$ 、速度为 v_0 的带状电子注与慢波结构进行相互作用,研究的是电子注从两平板中间穿过.

如图所示,整个相互作用区域可分为 5 个部分:1 区为 $a + b < x < 2a$;2 区为 $a - b < x < a + b$;3 区为 $0 < x < a - b$;4 区为 $-h_4 < x < 0$;5 区为 $-(h_4 + h_5) < x < -h_4$.电子注所在区域为 2 区.

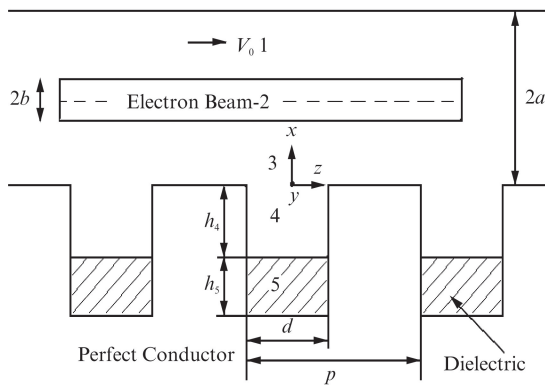


图 1 槽内加载介质格栅慢波结构的注波相互作用模型
Fig. 1 Modal of Metal-Grating SWS with dielectric loaded in Grooves with electron beam

在进行冷态色散分析之前需要强调,在槽区内只是部分加载介质的原因有两点:1) 避开电场最强的区域以避免介质击穿;2) 通过调整介质层的厚度可以很大程度的调节高频特性.图 2 为此格栅结构的电场分布图,图 2(a)是 $x-z$ 截面的纵向(z 向)电场云图,截面位于 y 方向的中间位置处;图 2(b)为沿 x 方向的纵向电场分量图,电场取值于槽区中

间位置,并延伸至慢波区.图 2 两幅图坐标方向一致,在图 2(b)中, $-10 < x < 0$ 时,为槽区; $0 < x < 10$ 时,为慢波区.由图 2 可见,电场最强的区域在槽区与慢波区交界附近,因此部分加载介质可有效避开电场最强区域,防止击穿.

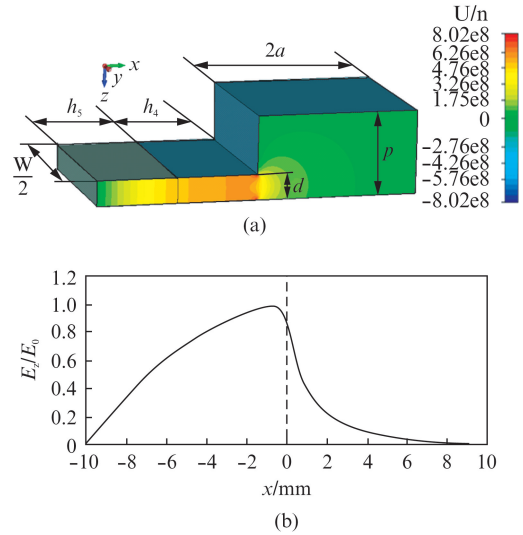


图 2 槽内加载介质格栅慢波结构的纵向电场 CST 仿真图(a) 纵向电场云图,(b) 纵向电场分量图
Fig. 2 Picture of electrical field by CST (a) cloudy picture of electrical field, (b) longitudinal component of electrical field

1.1 色散方程推导

在此结构中,Borgnis 函数($U^{(z)} \neq 0; V^{(z)} = 0$)表示为^[12]:

$$U = \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} A_n (\sinh \tau_n (2a - x) + R_n \sinh \tau_n x) e^{-\beta_n z} \quad (1)$$

其中, $\beta_n^2 - \tau_n^2 = k^2 = \omega^2 \mu \epsilon$, $\beta_n = \beta_0 + \frac{2\pi n}{p}$, β_n 为传播常数, ω 为角频率, R_n 为反射系数, k 为波数, β_0 为基波相位常数.在这种横向无界的结构中,只有 E_{z1} , E_{x1} 和 H_{y1} 三个场分量:

$$E_{z1} = \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} -\tau_n^2 A_n (\sinh \tau_n (2a - x) + R_n \sinh \tau_n x) e^{-\beta_n z} \quad (2)$$

$$E_{x1} = \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} j\beta_n \tau_n A_n (\cosh \tau_n (2a - x) - R_n \cosh \tau_n x) e^{-\beta_n z} \quad (3)$$

$$H_{y1} = \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} j\omega \epsilon \tau_n A_n (\cosh \tau_n (2a - x) - R_n \cosh \tau_n x) e^{-\beta_n z} \quad (4)$$

通过分离变量法,1、2 和 3 区的纵向电场分别表示为:

一区: $a + b < x < 2a$,

$$E_{z1} = \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} -\tau_n^2 A_{1,n} (\sinh \tau_n (2a - x) + R_{1,n} \sinh \tau_n x) e^{-j\beta_n z}, \quad (5)$$

二区: $a - b < x < a + b$,

$$E_{z2} = \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} -\tau_n^2 A_{2,n} (\sinh \sqrt{\varepsilon_n} \tau_n (2a - x) + R_{2,n} \sinh \sqrt{\varepsilon_n} \tau_n x) e^{-j\beta_n z}, \quad (6)$$

三区: $0 < x < a - b$

$$E_{z3} = \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} -\tau_n^2 A_{3,n} (\sinh \tau_n (2a - x) + R_{3,n} \sinh \tau_n x) e^{-j\beta_n z}, \quad (7)$$

式中 ε_n 的定义为^[8]:

$$\varepsilon_n = 1 + \chi_n = 1 - \frac{\omega_p^2}{\gamma^2 (\omega - \beta_n v_0)^2}, \quad (8)$$

其中 ω_p 是等离子体角频率, γ 是相对论因子, v_0 是直流电子注速度.

在式(8)中, 运用场匹配法和复杂的数学处理, 得到反射系数 $R_{2,n}$ 和 $R_{3,n}$ 如下:

$R_{2,n} = \frac{A}{B}$, 其中

$$A = \sqrt{\varepsilon_n} \cosh \sqrt{\varepsilon_n} \tau_n (a - b) \sinh \tau_n (a - b) - \sinh \sqrt{\varepsilon_n} \tau_n (a - b) \cosh \tau_n (a - b), \quad (9)$$

$$B = \sinh \sqrt{\varepsilon_n} \tau_n (a + b) \cosh \tau_n (a - b) + \sqrt{\varepsilon_n} \cosh \sqrt{\varepsilon_n} \tau_n (a + b) \sinh \tau_n (a - b), \quad (10)$$

$R_{3,n} = \frac{C}{D}$, 其中

$$C = \cosh \tau_n (a + b) \sinh \sqrt{\varepsilon_n} \tau_n (a + b) - \sqrt{\varepsilon_n} \sinh \tau_n (a + b) \cosh \sqrt{\varepsilon_n} \tau_n (a + b) + R_{2,n} \cosh \tau_n (a + b) \sinh \sqrt{\varepsilon_n} \tau_n (a - b) + R_{2,n} \sqrt{\varepsilon_n} \sinh \tau_n (a + b) \cosh \sqrt{\varepsilon_n} \tau_n (a - b), \quad (11)$$

$$D = \cosh \tau_n (a - b) \sinh \sqrt{\varepsilon_n} \tau_n (a + b) + \sqrt{\varepsilon_n} \sinh \tau_n (a - b) \cosh \sqrt{\varepsilon_n} \tau_n (a + b) + R_{2,n} \cosh \tau_n (a - b) \sinh \sqrt{\varepsilon_n} \tau_n (a - b) - R_{2,n} \sqrt{\varepsilon_n} \sinh \tau_n (a - b) \cosh \sqrt{\varepsilon_n} \tau_n (a - b). \quad (12)$$

在格栅区域(4区和5区), 当槽区宽度 d 足够小时 ($p \ll \lambda_0$), 槽区内的场可用最低阶模式近似处理, 如下式:

4 区场

$$E_{z4} = \begin{cases} \frac{B \sin(k_d x + \phi)}{\sinh k_d} e^{-j\beta_0 m p} \left(m p - \frac{d}{2} < z < m p + \frac{d}{2} \right) \\ 0 & \left(m p + \frac{d}{2} < z < (m+1)p - \frac{d}{2} \right) \end{cases}, \quad (13)$$

5 区场

$$E_{z5} = \begin{cases} \frac{C \sin(k_d x + \phi)}{\sinh k_d} e^{-j\beta_0 m p} \left(m p - \frac{d}{2} < z < m p + \frac{d}{2} \right) \\ 0 & \left(m p + \frac{d}{2} < z < (m+1)p - \frac{d}{2} \right) \end{cases}. \quad (14)$$

对4区和5区的电场和磁场分别匹配可求得下面两式:

$$\phi = k h_4 + \arcsin \left(\frac{\sinh k h_4}{\sqrt{\left(\left(\varepsilon_r k / k_d \right) \sinh k h_4 \cot k_d h_5 \right)^2 + (\sinh k h_4)^2}} \right), \quad (15)$$

$$B = C \sqrt{\left(\left(\frac{\varepsilon_r k}{k_d} \sinh k h_4 \cot k_d h_5 \right)^2 + (\sinh k h_4)^2 \right)}, \quad (16)$$

式中, ε_r 为介质的相对介电常数, k_d 为介质区波数. 在4区和5区的匹配中作了近似处理, 即忽略了由于介电常数突变引起的高频损耗. 关于这种处理的准确性会由 CST 仿真进行验证.

运用场匹配法对3区和4区的切向电磁场进行匹配, 可得热态色散方程如下:

$$\frac{d}{p} \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} \frac{1}{\tau_n} \frac{\cosh(2a\tau_n) - R_{3,n} \operatorname{sinc}^2 \frac{\beta_n d}{2}}{\sinh(2a\tau_n)} = \frac{1}{k} \cot(\phi). \quad (17)$$

当电流密度趋向于0时, $R_{2,n}$ 和 $R_{3,n}$ 也趋于0, 热态色散方程退化为冷态色散方程:

$$\frac{d}{p} \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} \frac{1}{\tau_n \tanh(2a\tau_n)} \operatorname{sinc}^2 \frac{\beta_n d}{2} = \frac{1}{k} \cot(\phi). \quad (18)$$

文中的冷态色散关系、耦合阻抗和基波相速正是通过求解式(18)得到的.

通过求解超越方程(17)可以获得复传播常数, 从而通过复传播常数的虚部得到增益, 但是求解过程较为复杂. 采用稀疏电子注假设下的近似求解方法. 根据耦合模理论, 当电子注的速度与导行电磁波的相速相接近时耦合最强, 这正是注波相互作用发生的条件. 先对色散方程作如下处理:

$$D(\beta_0, \chi) = \frac{d}{p} \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} \frac{1}{\tau_n} \frac{\cosh(2a\tau_n) - R_{3,n}}{\sinh(2a\tau_n)} \operatorname{sinc}^2 \frac{\beta_n d}{2} - \frac{1}{k} \cot(\phi) = 0. \quad (19)$$

然后, 运用泰勒级数在 $\chi = 0$ 和共振点对色散方程进行展开:

$$D(\omega, \beta, \chi) = D(\omega, \beta, \chi) \Big|_{\omega_{\text{res}}, \beta_{\text{res}}, \chi=0} + (\beta - \beta_{\text{res}}) \frac{\partial D(\chi_{+1} = 0)}{\partial \beta} \Big|_{\omega_{\text{res}}, \beta_{\text{res}}} + (\chi_{+1} - \chi) \frac{\partial D(\beta_{\text{res}})}{\partial \chi_{+1}} \Big|_{\omega_{\text{res}}, \beta_{\text{res}}, \chi=0}. \quad (20)$$

如式(20)所示, 是以电子注与一次谐波相互作用的情况为例进行级数展开, 求解电子注与其他谐波相互作用的方法相同.

将式(19),式(8)代入式(20)得:

$$\delta\beta^3 = \frac{\omega_p^2}{\gamma^2 v_0^2} \frac{\frac{\partial D(\beta_{\text{res}})}{\partial \chi_{+1}}}{\frac{\partial D(\chi_{+1}=0)}{\partial \beta}}, \quad (21)$$

式中

$$\begin{aligned} \frac{\partial D(\beta_{\text{res}})}{\partial \chi_{+1}} &= \frac{d}{p} \text{sinc}^2 \\ \frac{\beta_1 d}{2} \frac{\tau_1 b - \frac{1}{2} \cosh(2a\tau_1) \sinh(2b\tau_1)}{\tau_1 \sinh^2(2a\tau_1)}, \quad (22) \\ \frac{\partial D(\chi_{+1}=0)}{\partial \beta} &= \frac{d}{p} \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} \frac{\beta_n}{\tau_n^3 \tanh(2a\tau_n)} \text{sinc}^2 \frac{\beta_n d}{2} \\ &+ \frac{d}{p} \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} \frac{1}{\tau_n^2 \sinh^2(2a\tau_n)} \text{sinc}^2 \frac{\beta_n d}{2} \\ &- \frac{d}{p} \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} \frac{1}{\tau_n \tanh(2a\tau_n)} \frac{2}{\beta_n} \left(\text{sinc}^2 \beta_n d - \text{sinc}^2 \frac{\beta_n d}{2} \right). \quad (23) \end{aligned}$$

1.2 耦合阻抗推导

耦合阻抗是描述慢波系统的另一个重要参量. 此处需要说明,文中讨论的并不是严格意义上的耦合阻抗. 由于所讨论的是 y 向无界模型,因此为了耦合阻抗的计算需要截取有限长度 W . 因为若按照无限宽的模型来计算,将导致耦合阻抗计算式分母中的功率流无限大,耦合阻抗将全为零,无法分析. 这样截取的合理性在于此模型中沿 y 向各场分量和功率流分配没有变化. 当然,随着 W 截取宽度的不同,耦合阻抗数值大小会有不同,但是耦合阻抗随各结构参数的变化规律不变,而变化规律正是所要讨论的. 更严格地说,本节是借用耦合阻抗的概念对纵向电场在慢波结构中的分布规律(不包括 y 向)进行研究.

第 n 次空间谐波的耦合阻抗定义为:

$$K_{cn} = \frac{E_{zn} \cdot E_{zn}^*}{2\beta_n^2 P}, \quad (24)$$

其中 E_{zn} 是慢波结构内第 n 次空间谐波电场的纵向分量, E_{zn}^* 是其共轭值, P 是慢波电路内的总功率流,可以表示为下式:

$$P = \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} P_{n1} + \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} P_{n2} + \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} P_{n3} + \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} P_{n4} + \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} P_{n5}, \quad (25)$$

由于槽区内电磁波群速为 0, 因此 $\sum_{n=-\infty}^{n=\infty} P_{n4} = 0$ 和 $\sum_{n=-\infty}^{n=\infty} P_{n5} = 0$. 那么系统总功率流即 1 区、2 区和 3 区内的功率流. 因为本文研究的是冷态耦合阻抗, 将 1

区、2 区和 3 区冷态时的第 n 次谐波功率流表示为:

$$P'_n = -\frac{1}{2} \int_0^W \int_0^{2a} \omega \varepsilon_0 \beta_n \tau_n^2 A_n^2 \cosh^2 \tau_n (2a-x) dx dy, \quad (26)$$

其中 W 是沿 y 向截取的宽度. 由于所研究的情况是沿 y 向无界,且各场分量沿 y 向无变化,因此可截取有限宽度 W 进行耦合阻抗的计算. 根据式(1)~(7)得到:

$$E_{zn} \cdot E_{zn}^* = \tau_n^4 A_n^2 \sinh^2 \tau_n (2a-x), \quad (27)$$

将式(26)和(27)代入式(24)得耦合阻抗表达式:

$$K_{cn} = \frac{(\tau_n^2 A_n)^2 \sinh^2 \tau_n (2a-x)}{2\beta_n^2 \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} \left(-\frac{W}{16} \omega \varepsilon_0 \beta_n \frac{(\tau_n^2 A_n)^2}{\tau_n^3} (e^{4\tau_n a} - e^{-4\tau_n a} + 8a\tau_n) \right)}. \quad (28)$$

其中 A_i 或 A_n 由下式决定:

$$-\tau_n^2 A_n = \frac{Bd \text{sinc} \frac{\beta_n d}{2}}{\sinh(2\tau_n a) p} \frac{\sin(\phi)}{\text{sinc} h_4} \quad (29)$$

式(29)由 3 区和 4 区进行匹配得到.

2 数值计算与分析

将通过求解式(18)给出冷态的色散关系、基波耦合阻抗和基波相速的分析;通过求解式(17)给出稀疏电子注假设下的热态增益分析.

选取了一组结构参数,如表 1 所示,表中 J 代表平均电流密度. 之后的冷态色散关系和热态增益分析都采用表 1 的结构参数. 在数值计算结果中,图中的频率都被归一化处理,以 kh 表示归一化频率,其中 $h = h_4 + h_5$. 需要强调的是即使 h_4 和 h_5 变化,它们的和“ h ”保持为 10 mm 不变.

为了验证理论推导,用电磁仿真软件 CST 对采用表 1 参数的冷态慢波结构进行了计算,并与数值计算的结果进行比对,如图 3 所示,图中 β 为相位常数. 色散曲线的数值计算结果整体略高于仿真结果,虽有偏差,但并不影响对物理规律的分析.

表 1 槽内加载介质慢波结构的结构参数

Table 1 Parameters of the SWS

参数	数值
p	3 mm
d	1.5 mm
h_4	5 mm
h_5	5 mm
a	5 mm
b	2 mm
ε_r	8
J	$0.4 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$

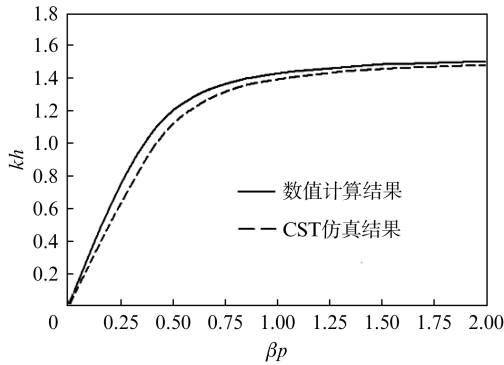


图3 槽内加载介质慢波结构的数值计算与 CST 仿真结果对比分析

Fig. 3 Comparison of numerical calculation and simulation by CST

图4显示,随着槽内介质层厚度的增加,色散图中的频率值随之下降,当介质厚度 h_5 趋于 0 时,色散曲线逐渐过渡到槽内无介质加载时的单侧格栅情形. 图5和图6分别显示随着介质厚度增加,相速开始明显降低,耦合阻抗值变大. 比较图5中 $h_5 = 1 \text{ mm}$ 和 $h_5 = 7 \text{ mm}$ 两条曲线: $h_5 = 1 \text{ mm}$ 时,尽管相速平稳,带宽较宽,但是相速保持在较高的值,加速电压必须达到 205 kV 左右才能使电子注与导行波同步;而 $h_5 = 7 \text{ mm}$ 时,在 3 ~ 4.5 GHz 区间内,相速大幅下降,加速电压大概只需要 42 kV 就能使电子注达到 4 GHz 时的相速. 这里需要指出,在文献[11]中提到在格栅的相对侧加载介质会导致相速降低、耦合阻抗下降、和带宽变宽. 而根据图5和图6显示,虽然相速也会降低,但带宽和耦合阻抗的情况恰好相反. 可见槽区内加载介质虽然可以有效地降低相速,获得较高的耦合阻抗和增益,但会损失一定的带宽.

图6显示耦合阻抗会随着介质层的厚度增加而

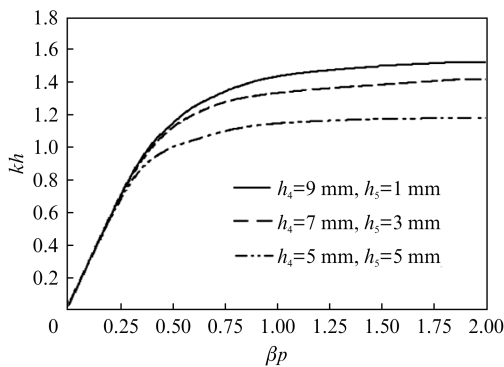


图4 加载介质的厚度对色散曲线的影响

Fig. 4 Curve of dispersion versus thickness of dielectric

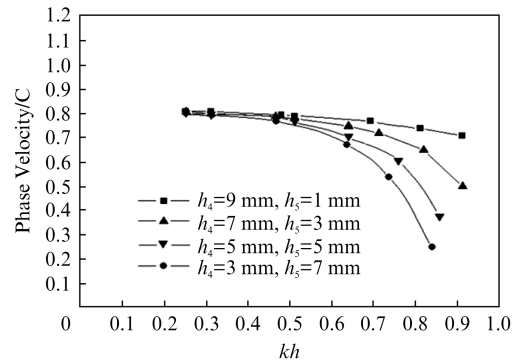


图5 加载介质的厚度对基波相速的影响

Fig. 5 Phase velocity variation versus thickness of dielectric

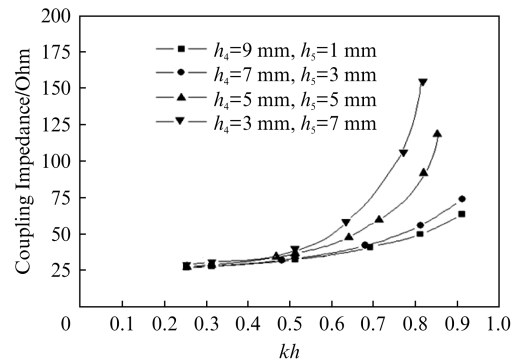


图6 加载介质的厚度对基波耦合阻抗的影响

Fig. 6 Coupling impedance variation versus thickness of dielectric

上升,上升趋势在 3 ~ 4.5 GHz 最为明显. 耦合阻抗是决定相互作用效率的重要参量,它可以直接影响增益的高低. 因此根据图6,当介质层在一定范围内增厚时,增益也应该有所增加,图7印证了这一点. 图7为基波增益随介质层厚度的变化趋势,可见增益随着介质厚度增加而明显变大. 图8从另一个角度阐述了介质层对基波增益的影响趋势,图中显示

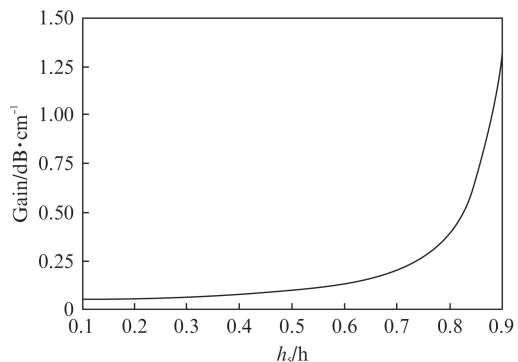


图7 增益随加载介质厚度的变化趋势

Fig. 7 Gain variation versus thickness of dielectric

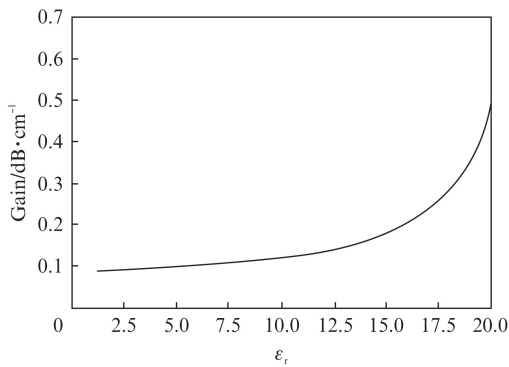


图8 增益随加载介质的相对介电常数的变化趋势
Fig. 8 Gain variation versus relative dielectric constant of dielectric

相对介电常数的增加也会明显地提高增益,这与增加介质厚度的原理是一致的.正如之前所提到,增益的提高是以牺牲带宽为代价的,设计时要综合考虑.

3 结论

建立了槽区内加载介质的格栅慢波结构的物理模型,并分析了色散关系.还分析了加载电子注后增益随介质参数的变化趋势.数值分析指出,格栅内加载介质可以有效的降低相速、提高耦合阻抗和增加增益,但同时会导致带宽的降低.所做分析对Cerenkov器件的研究具有一定的借鉴意义.

References

- [1] Garate E P, Moustazis S, Buzzi J M, et al. Cerenkov maser operation at 1 ~ 2 mm wavelengths [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1986, **48**: 1326 - 1328.
- [2] Kosai H, Garate E, Fisher A. Plasma-filled dielectric Cerenkov maser [J]. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 1990, **18**(6): 1002 - 1007.
- [3] Felch K L, Busby K O, Layman R W, et al. Cerenkov radiation in dielectric lined waveguide [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1981, **38**: 601 - 603.
- [4] Laven S V, Branscum J, Golub J, et al. High-power Cerenkov maser oscillator [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1982, **41**: 408 - 410.
- [5] Kosai H, Garate E, Fisher A, et al. X-band dielectric Cerenkov maser amplifier experiment [J]. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 1992, **20**(36): 288 - 292.
- [6] Chang Sheng-Fuh R, Scharer J E, Booske J H. Wave dispersion, growth rates, and mode converter analysis for a sheet beam, hybrid-mode cerenkov amplifier [J]. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 1992, **20**(1): 293 - 304.
- [7] McVey B D, Basten M A, Booske J H, et al. Analysis of rectangular waveguide-gratings for amplifier applications [J]. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, 1994, **42**: 995 - 1003.
- [8] Mehrany K, Rashidian B. Dispersion and gain investigation of a cerenkov grating amplifier [J]. *IEEE Trans. Electron on Devices*, 2003, **50**: 1562 - 1565.
- [9] Marshall E M, Walsh J E, Price J E, et al. Dispersion relations for metal grating loaded resonators [J]. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 1990, **11**(10): 1189 - 1224.
- [10] Carlsten B E. Modal analysis and gain calculations for a sheet electron beam in a ridged waveguide slow-wave structure [J]. *Physics of Plasma*, 2002, **9**(12): 5088 - 5096.
- [11] LU Zhi-Gang. Study on the rectangular wave guide grating traveling wave amplifier [D]. Chengdu: University of Electronic Science and Technology of China ([路志刚, 矩形波导栅行波放大器的研究. (成都: 电子科技大学)] 2008.
- [12] Zhang K Q, Li D J. *Electromagnetic theory for microwaves and optoelectronics* [M]. Beijing: Publishing house of electronics industry (张克潜, 李德杰. 微波与光电子学中的电磁理论]北京: 国防工业出版社, 2001: 401.