

文章编号:1001-9014(2007)05-0366-06

开放式圆柱光栅周期结构的色散特性分析

陈蓓冉, 魏彦玉, 官玉彬, 岳玲娜, 王文祥

(电子科技大学 物理电子学院, 大功率微波电真空器件技术重点实验室, 四川 成都 610054)

摘要: 研究了一种新的开放式圆柱光栅周期结构, 该结构可以作为 Smith-Purcell 自由电子激光和相对论行波管中的慢波结构. 采用近似的场论方法, 用一系列相连的矩形阶梯来近似代替光栅上任意槽形的槽的连续轮廓, 利用各阶梯面上导纳的匹配, 以及槽与相互作用区的连续和匹配条件, 获得了任意形状槽圆柱光栅周期结构的色散方程, 并讨论了系统结构参数变化对系统色散特性的影响. 利用软件 MAGIC 对结构的色散特性进行了二维模拟, 与理论计算得到的值符合良好.

关键词: Smith-Purcell 自由电子激光; 相对论行波管; 近似的场论方法; 开放式圆柱光栅周期结构
中图分类号: TN124 **文献标识码:** A

STUDY ON OPEN COLUMN SLOW-WAVE GRATING STRUCTURE'S DISPERSION CHARACTERISTICS

CHEN Bei-Ran, WEI Yan-Yu, GONG Yu-Bin, YUE Ling-Na, WANG Wen-Xiang

(National Key Laboratory of High Power Vacuum Electronics, School of Physical Electronics,
University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, China)

Abstract: The open column slow-wave grating structure, which is a novel type slow-wave system for Smith-Purcell FEL and relativistic TWT, was presented. The dispersion equation of the structure was derived by means of an approximate field-theory analysis, in which the continuous profile of the groove was approximately replaced by a series of rectangular steps, and the field continuity at the interface of two neighboring steps and the matching conditions at the interface between the groove region and central region were employed. The dispersion characteristics of the fundamental wave were numerically calculated and the effects of the geometrical dimensions of the grating on dispersion characteristics of system were also analyzed. And the simulation values of the structure, which is performed by using two-dimensional particle-in-cell code MAGIC, match the theoretical values very well.

Key words: Smith-Purcell FEL; relativistic TWT; approximate field-theory analysis; open column slow-wave grating structure

引言

开放式圆柱光栅周期结构采用了全金属结构, 具有热耗散能力强, 功率容量大, 结构整体性好, 加工精度极高等特点, 它可以用作 Smith-Purcell 自由电子激光和相对论行波放大器中的慢波结构. 以 Smith-Purcell 效应发展起来的可以工作于毫米波及亚毫米波波段的 Smith-Purcell 器效应件, 如: Orotrons^[1]、行波放大器^[2-4]、多波契科夫发生器^[5]等, 其电磁慢波结构多采用刻有周期槽的平板结构或圆柱光栅周期结构. 其中圆柱光栅周期结构是近来发展的一种新结

构, 除实验研究^[6]外对其高频特性的理论研究还比较少. 基与此, 本文首先利用场论方法得到了矩形槽圆柱光栅周期结构的色散方程; 同时考虑到当光栅截面形状或槽的形状发生变化的时候, 槽口处的边界条件及场的分布情况也会发生变化, 而这种变化将会影响到器件的工作特性. 因此, 本文还进一步考虑槽为任意形状时对此结构高频特性的影响. 并利用软件 MAGIC 对该结构进行了模拟, 理论值与模拟值符合良好, 验证了理论推导过程的正确有效.

1 理论分析

收稿日期: 2006-11-21, 修回日期: 2007-07-18

Received date: 2006-11-21, revised date: 2007-07-18

基金项目: 国家自然科学基金(60401005, 60532010), 四川省青年基金(03QZ026-58)

作者简介: 陈蓓冉(1982-), 女, 四川攀枝花人, 博士生, 主要从事毫米波行波管的研究。

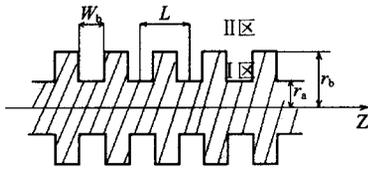


图1 矩形光栅纵剖面图

Fig. 1 The longitudinal section of rectangle groove shape of open column slow-wave grating structure

1.1 矩形槽圆柱光栅慢波系统的色散方程

1.1.1 槽区的场表达式

在槽区 I 内, 为了简化分析, 近似认为电场只有 E'_z 分量且沿 z 向均匀分布, 沿角向以 $e^{+jN\varphi}$ 变化, 则可以得到如下的场表达式:

$$\left. \begin{aligned} E'_z &= E_N [J_N(kr_a)Y_N(kr) - Y_N(kr_a)J_N(kr)] e^{j\omega t + jN\varphi} \\ H'_\varphi &= -\frac{j}{Z_0} E_N [J_N(kr_a)Y'_N(kr) - Y_N(kr_a)J'_N(kr)] e^{j\omega t + jN\varphi} \\ H'_r &= -\frac{N}{Z_0 k r} E_N [J_N(kr_a)Y_N(kr) - Y_N(kr_a)J_N(kr)] e^{j\omega t + jN\varphi} \\ E'_r &= E'_\varphi = H'_z = 0 \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

其中, E_N 是 I 区的幅值系数, k 为真空波数, Z_0 为真空波阻抗. J_N 和 Y_N 代表第一类和第二类的贝塞尔函数.

1.1.2 互作用区场分布

在互作用区 II ($r_b \leq r \leq r$) 中, 为了满足其边界条件, 必须传播 TE 模和 TM 模的混合模式. 由于结构在 z 向具有周期性, 故每个模式均由无数空间谐波构成. 同时, 考虑到结构的开敞性, 可以写出该区的场表达式, 如下:

$$\left. \begin{aligned} E'_z &= e^{j\omega t + jN\varphi} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} A_m K_N(\gamma_m r) e^{-j\beta_m z} \\ H'_z &= j e^{j\omega t + jN\varphi} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} B_m K_N(\gamma_m r) e^{-j\beta_m z} \\ E'_\varphi &= \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \left\{ -\frac{N}{r} A_m \beta_m K_N(\gamma_m r) + k Z_0 B_m \gamma_m K'_N(\gamma_m r) \right\} e^{j\omega t + jN\varphi - j\beta_m z} \\ H'_\varphi &= j \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \left\{ \frac{k}{Z_0} A_m \gamma_m K'_N(\gamma_m r) - \frac{N}{r} B_m \beta_m K_N(\gamma_m r) \right\} e^{j\omega t + jN\varphi - j\beta_m z} \\ E'_r &= j \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \left\{ A_m \beta_m \gamma_m K'_N(\gamma_m r) - \frac{N}{r} k Z_0 B_m K_N(\gamma_m r) \right\} e^{j\omega t + jN\varphi - j\beta_m z} \\ H'_r &= \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \left\{ \frac{N}{r} \frac{k}{Z_0} A_m K_N(\gamma_m r) - B_m \beta_m \gamma_m K'_N(\gamma_m r) \right\} e^{j\omega t + jN\varphi - j\beta_m z} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

其中, A_m 和 B_m 为幅值系数. $\gamma_m^2 = \beta_m^2 - k^2 > 0$ (慢波), γ_m 和 β_m 分别代表第 m 次谐波的径向和纵向

传播常数, k 为真空波数, Z_0 为真空波阻抗, $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$. K_N 是第二类变态贝塞尔函数.

1.1.3 边界匹配条件及色散方程

(1) 在 $r = r_b$ 处, 金属面上满足切向电场为零, 故有

$$E'_\varphi(r_b) = E''_\varphi(r_b) = 0 \quad (3)$$

(2) 在 $r = r_b$ 处, 电场的切向分量连续, 故有

$$E'_z = \begin{cases} E''_z & TL - \frac{W_b}{2} \leq z \leq TL + \frac{W_b}{2} \\ 0 & TL + \frac{W_b}{2} \leq z \leq (T+1)L \end{cases} \quad (4)$$

(3) 在 $r = r_b$ 处, 磁场的切向分量连续

$$\int_{TL-\frac{W_b}{2}}^{TL+\frac{W_b}{2}} H'_\varphi dz = \int_{TL-\frac{W_b}{2}}^{TL+\frac{W_b}{2}} H''_\varphi dz \quad (5)$$

应用以上的匹配条件, 可以得到场幅值系数之间的关系:

$$\begin{aligned} B_m &= A_m \frac{1}{Z_0} \left(\frac{\beta_m}{k} \right) \left(\frac{N/r_b}{\gamma_m} \frac{K_N(\gamma_m r_b)}{K'_N(\gamma_m r_b)} \right) \\ A_m &= \frac{W_b \sin \frac{\beta_m W_b}{2}}{L \beta_m W_b} \frac{E_N J_N(kr_a) Y_N(kr_b) - Y_N(kr_a) J_N(kr_b)}{\gamma_m^2 K_N(\gamma_m r_b)} \end{aligned} \quad (6)$$

所以, 色散关系式为:

$$\begin{aligned} & \frac{J_N(kr_a) Y'_N(kr_b) - Y_N(kr_a) J'_N(kr_b)}{J_N(kr_a) Y_N(kr_b) - Y_N(kr_a) J_N(kr_b)} \\ & + \frac{W_b}{L} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \left[\frac{\sin \frac{\beta_m W_b}{2}}{\beta_m W_b} \right]^2 \frac{k}{\gamma_m} \left[\frac{K'_N(\gamma_m r_b)}{K_N(\gamma_m r_b)} - \frac{(N/r_b)^2 \beta_m^2 K_N(\gamma_m r_b)}{k^2 \gamma_m^2 K'_N(\gamma_m r_b)} \right] = 0 \end{aligned} \quad (7)$$

1.2 任意槽形圆柱光栅慢波系统的色散方程

任意槽形圆柱光栅的剖面图如图(2)所示: L 为周期, W_b 为槽口宽度, r_a 为内半径, r_b 为外半径. 整个结构可以分成两个区域: 槽区 I 区 ($r_a \leq r \leq r_b$) 和互作用区 II 区 ($r_b \leq r$).

在此均假设槽内电场只存在沿 z 向均匀分布的 E''_z 分量, 而对任意边界的 I 区来说, 无法直接用上述形式来描述其中的场. 在此我们考虑运用一种近似的场论分析, 将任意形状槽的光滑边界用一系列尽可能逼近的矩形阶梯来代替 (如果边界不连续, 可将分层界面选在突变处), 这样就可写出各个矩形区内场的表达式, 然后利用各阶梯面上导纳的匹配, 以及槽与互作用区的连续和匹配条件, 获得任意形状槽圆柱光栅周期结构的色散方程.

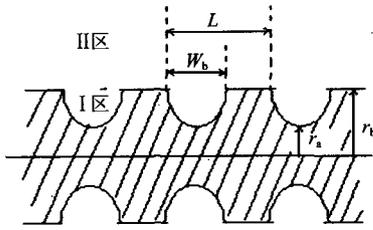


图2 任意形状截面光栅纵剖图
Fig. 2 The longitudinal section of arbitrary groove shape of open column slow-wave grating structure

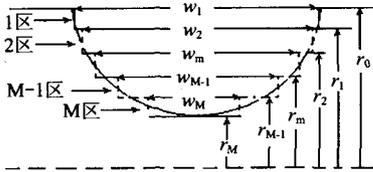


图3 任意形状槽轮廓的近似表示
Fig. 3 The staircase representation of an arbitrary groove

1.2.1 槽区 I 区和相互作用区 II 区界面 ($r = r_b$) 处的导纳

为了简化分析,仍然假设各个阶梯内电场仅有 z 向分量且均匀无变化,则第 m 个阶梯内的场分量为:

$$\left. \begin{aligned} E_{zm}^I &= E_{Nm} [J_N(kr_a)Y_N(kr) - Y_N(kr_a)J_N(kr)] e^{j\omega t + jN\varphi} \\ H_{\varphi m}^I &= -\frac{j}{Z_0} E_{Nm} [J_N(kr_a)Y'_N(kr) - Y_N(kr_a)J'_N(kr)] e^{j\omega t + jN\varphi} \\ H_{rm}^I &= -\frac{N}{Z_0 k r} E_{Nm} [J_N(kr_a)Y_N(kr) - Y_N(kr_a)J_N(kr)] e^{j\omega t + jN\varphi} \\ E_{zm}^I &= E_{\varphi m}^I = H_{zm}^I = 0 \end{aligned} \right\}, \quad (8)$$

其中, E_{Nm} 是 I 区的幅值系数, k 为真空波数, Z_0 为真空波阻抗.

要得到 $r = r_b$ 处(槽口)的导纳以及每个矩形区域内场系数,需要连续两个阶梯处导纳之间的关系.我们运用文献[7]中的方法,得出了相邻两个矩形阶梯之间的导纳递推公式:

$$Y_{m-1}(r_{m-2}) = P_N(kr_{m-2}, kr_{m-1}) \cdot \left[\frac{(W_{m-1}/W_m)Y_m(r_{m-1}) + Q_N(kr_{m-1}, kr_{m-2})}{(W_{m-1}/W_m)Y_m(r_{m-1}) - P_N(kr_{m-1}, kr_{m-2})} \right], \quad (9)$$

以及初始条件

$$Y_M(r_{M-1}) = \frac{J'_N(kr_{M-1})Y_N(kr_a) - J_N(kr_a)Y'_N(kr_{M-1})}{J_N(kr_{M-1})Y_N(kr_a) - J_N(kr_a)Y_N(kr_{M-1})}, \quad (10)$$

其中,

$$\left. \begin{aligned} P_N(x, y) &= \frac{J'_N(x)Y_N(y) - Y'_N(x)J_N(y)}{J_N(x)Y_N(y) - Y_N(x)J_N(y)} \\ Q_N(x, y) &= \frac{J'_N(x)Y'_N(y) - Y'_N(x)J'_N(y)}{Y_N(x)J'_N(y) - J_N(x)Y'_N(y)} \end{aligned} \right\}, \quad (11)$$

由式(9)和式(10)就可以计算出槽区 I 区和相互作用区 II 区界面 ($r = r_b$) 处的导纳 $Y_1(r_b)$.

1.2.2 相互作用区场分布及边界条件

由周期结构的 Floquet 定理,中心相互作用区的场表达式如下:

$$\left. \begin{aligned} E_z^{\text{II}} &= e^{j\omega t + jN\varphi} \sum_{s=-\infty}^{+\infty} A_s K_N(\gamma_s r) e^{-\beta_s z \gamma_s^2} \\ H_z^{\text{II}} &= j e^{j\omega t + jN\varphi} \sum_{s=-\infty}^{+\infty} B_s K_N(\gamma_s r) e^{-\beta_s z \gamma_s^2} \\ E_\varphi^{\text{II}} &= \sum_{s=-\infty}^{+\infty} \left\{ -\frac{N}{r} A_s \beta_s K_N(\gamma_s r) + k Z_0 B_s \gamma_s K'_N(\gamma_s r) \right\} e^{j\omega t + jN\varphi - \beta_s z} \\ H_\varphi^{\text{II}} &= j \sum_{s=-\infty}^{+\infty} \left\{ \frac{k}{Z_0} A_s \gamma_s K'_N(\gamma_s r) - \frac{N}{r} B_s \beta_s \gamma_s K_N(\gamma_s r) \right\} e^{j\omega t + jN\varphi - \beta_s z} \\ E_r^{\text{II}} &= j \sum_{s=-\infty}^{+\infty} \left\{ A_s \beta_s \gamma_s K'_N(\gamma_s r) - \frac{N}{r} k Z_0 B_s K_N(\gamma_s r) \right\} e^{j\omega t + jN\varphi - \beta_s z} \\ H_r^{\text{II}} &= \sum_{s=-\infty}^{+\infty} \left\{ \frac{N}{r} \frac{k}{Z_0} A_s K_N(\gamma_s r) - B_s \beta_s \gamma_s K'_N(\gamma_s r) \right\} e^{j\omega t + jN\varphi - \beta_s z} \end{aligned} \right\}, \quad (12)$$

其中, A_s 和 B_s 为幅值系数. $\gamma_s^2 = \beta_s^2 - k^2 > 0$ (慢波), γ_s 和 β_s 分别代表第 s 次谐波的径向和纵向传播常数, k 为真空波数, Z_0 为真空波阻抗, $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$. K_N 是第二类变态贝塞尔函数.

在 $r = r_b$ 处,金属面上满足切向电场为零,故有 $E_\varphi^I(r_b) = E_\varphi^{\text{II}}(r_b) = 0$, (13)

在 $r = r_b$ 处,电场的切向分量连续,故有

$$E_z^I = \begin{cases} E_z^{\text{II}} & TL - \frac{W_b}{2} \leq z \leq TL + \frac{W_b}{2} \\ 0 & TL + \frac{W_b}{2} \leq z \leq TL + L \end{cases}, \quad (14)$$

在 $r = r_b$ 处,磁场的切向分量连续,故有

$$\int_{TL - \frac{W_b}{2}}^{TL + \frac{W_b}{2}} H_\varphi^I dz = \int_{TL - \frac{W_b}{2}}^{TL + \frac{W_b}{2}} H_\varphi^{\text{II}} dz, \quad (15)$$

利用各区场的表达式和边界条件,消去系数后,得到任意形截面圆柱光栅的色散方程:

$$\frac{W_b}{L} \sum_{s=-\infty}^{+\infty} \left[\frac{\sin \frac{\beta_s W_b}{2}}{2} \right] \frac{k}{\gamma_s} \left[\frac{K'_N(\gamma_s r_b)}{K_N(\gamma_s r_b)} - \frac{(N/r_b)^2 \beta_s^2 K_N(\gamma_s r_b)}{k^2 \gamma_s^2 K'_N(\gamma_s r_b)} \right] + Y_1(r_b) = 0, \quad (16)$$

经分析知,当槽口宽度 W_b , 半径 r_a 、 r_b 和周期 L 确定后,槽形状对色散的影响取决于 $Y_1(r_b)$ 的不同.当槽为矩形槽时,

$$Y_1(r_b) = \frac{J_N(kr_a)Y'_N(kr_b) - Y_N(kr_a)J'_N(kr_b)}{J_N(kr_a)Y_N(kr_b) - Y_N(kr_a)J_N(kr_b)} \quad (17)$$

将式(17)代入式(16)所得到的色散方程可退

化为矩形槽情况下的色散方程(7). 为了验证以上推导的合理性,我们利用了软件 MAGIC 对这四种不同槽形状的圆柱光栅结构进行二维模拟计算^[8,9]来比较判断. 图(7)给出了比较的结果. 图中实线对应与式(16)的求解结果,而方形空心点代表 MAGIC 的模拟值. MAGIC 程序是一套全电磁粒子模拟的软件包. 它采用有限差分的方法来模拟空间电荷和电磁场之间的相互作用. 这种数值求解方法有异于文中所采用解析推导方法. 从图中可以看出,色散方程与模拟结果相比,差别不大,可以认为吻合良好,从而证明之前对色散的推导过程是正确有效的.

1.2.3 耦合阻抗

耦合阻抗是一个重要工作参数,它表征了电磁波与电子注之间的耦合状况. 根据 Pierce 定义,第 n 次空间谐波的耦合阻抗为

$$K_c = \frac{E_{zn}^{\parallel} E_{zn}^{\parallel*}}{2\beta_n^2 P} \quad (18)$$

其中, E_{zn}^{\parallel} 是第 n 次空间谐波在电子注所在位置处的纵向电场分量幅值, $E_{zn}^{\parallel*}$ 是其共轭分量, P 是系统总的功率流.

$$E_{zn}^{\parallel} E_{zn}^{\parallel*} = (A_s K_N (\gamma_m r_e) \gamma_s^2)^2 \quad (19)$$

$$P = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} P_n^{\parallel} \quad (20)$$

上式中, r_e 是电子注的半径. P_n^{\parallel} 代表相互作用区中第 n 次空间谐波的功率流,由玻印廷矢量计算得到. 注意到,在 I 区中,纵向功率流为零. II 区中的功率流 P_n^{\parallel} 可表示为:

$$P_n^{\parallel} = \frac{1}{2} \int_{r_b}^{\infty} \int_0^{2\pi} [E_r^{\parallel} H_{\phi}^{\parallel*} - E_{\phi}^{\parallel} H_r^{\parallel*}] r dr d\phi \quad (21)$$

将式(12)代入式(20)得到总功率流的表达式:

$$P = \pi \cdot \sum_{s=-\infty}^{+\infty} \left(\frac{A_s^2}{Z_0} + Z_0 \cdot B_s^2 \right) \cdot k\beta_s \cdot \left(\gamma_s^2 \int_{r_b}^{\infty} r K_N'^2(\gamma_s r) dr + N^2 \int_{r_b}^{\infty} \frac{K_N^2(\gamma_s r)}{r} dr \right) - 2NA_s B_s \gamma_m \cdot (\beta_m^2 + k^2) \cdot \int_{r_b}^{\infty} K_N(\gamma_s r) \cdot K_N'(\gamma_s r) dr \quad (22)$$

当考虑基模的情况 ($N=0$) 时,有

$$P = \sum_{s=-\infty}^{+\infty} \left(\frac{A_s^2}{Z_0} + Z_0 B_s^2 \right) \cdot k\beta_s \gamma_s^2 \cdot \pi \cdot \frac{r_b^2}{2} [K_0(\gamma_s r_b) \cdot K_2(\gamma_s r_b) - K_1^2(\gamma_s r_b)] \quad (23)$$

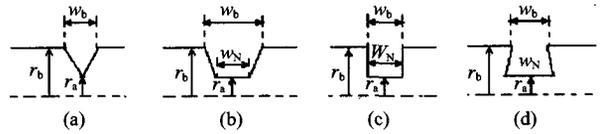


图4 四种特殊形状的槽(a)三角形槽 (b)梯形槽 (c)矩形槽 (d)燕尾形槽

Fig.4 Four special shape of groove (a) triangle profile (b) rectangular profile (c) trapezoid profile (d) swallow-tailed profile

(18)进行了数值计算,其中系统的几何尺寸均采用归一化尺寸. 这两个式子都是包含无穷项级数求和式的复杂超越方程,只有通过数值计算获得其近似解,具体数值计算中取 $n = \pm 3$,考虑了7个空间谐波,其它谐波的影响很小. 在这里我们主要研究了四种特殊形状的槽: 三角形槽 ($w_N/w_b = 0$)、梯形槽 ($w_N/w_b = 0.15$)、矩形槽 ($w_N/w_b = 1$)、燕尾形槽 ($w_N/w_b = 1.67$) (如图4). 其中, r_a 为内半径, r_b 为外半径, w_b 为槽口的宽度, w_N 为槽底的宽度.

在这里,我们考虑的这几种槽形状,其槽底宽度依次从零变化到最大;一般而言,在实际应用中常采用的是矩形槽,也有三角形槽,而由于矩形槽加工不准确的时候,也会出现梯形槽,燕尾形槽是为了与梯形槽对比而提出来的. 如果通过我们的研究发现某种槽具有更好的特性,也将有可能应用到实际中去. 因此,从理论上和实际应用上需要来考虑考察槽形状的影响.

2.1 槽形状对功率流的影响

利用色散关系,按照式(20),计算圆柱光栅结

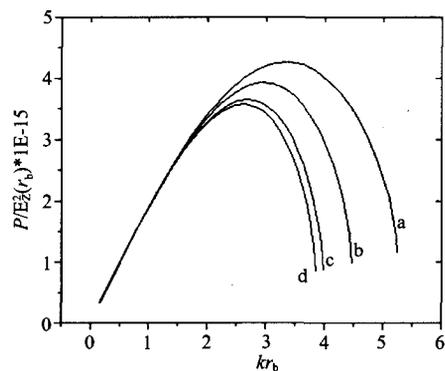


图5 功率流随槽形状的变化关系(a)三角形槽 (b)梯形槽 (c)矩形槽 (d)燕尾形槽) 计算参数: $L/r_b = 0.37$, $r_a/r_b = 0.75$, $w_b/r_b = 0.3$

Fig.5 The power flows in regions II for various groove shape (a: triangle profile; b: rectangular profile; c: trapezoid profile; d: swallow-tailed profile) calculating parameter: $L/r_b = 0.37$, $r_a/r_b = 0.75$, $w_b/r_b = 0.3$

2 数值模拟及分析

我们利用 Matlab 对色散方程(16)和耦合阻抗

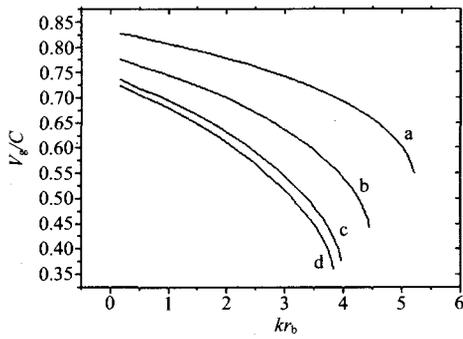


图6 群速随频率的变化曲线 (a: 三角形槽 b: 梯形槽 c: 矩形槽 d: 燕尾形槽)

Fig.6 Group velocity vs frequency (a: Triangle profile; b: Rectangular profile; c: Trapezoid profile; d: Swallow-tailed profile)

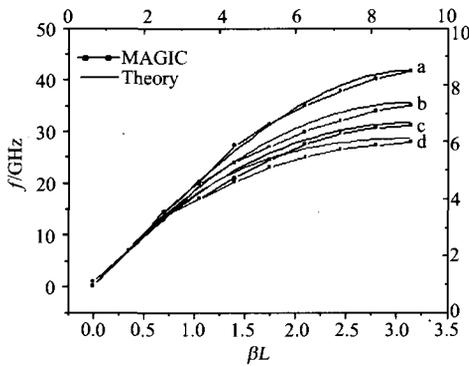


图7 不同槽形圆柱光栅的色散曲线的 MAGIC 模拟结果 (a: 三角形槽 b: 梯形槽 c: 矩形槽 d: 燕尾形槽)

Fig.7 The simulation result by using two-dimensional MAGIC (a: triangle profile b: rectangular profile c: trapezoid profile d: swallow-tailed profile)

构中传输的功率流,图(5)中给出了功率流与频率的关系曲线.从图中可以清楚的看出,在同样的频率下,随着槽形状从 a: 三角形变化到 b: 梯形槽、c: 矩形槽、d: 燕尾形槽,功率流依次降低.

2.2 不同槽形和几何参数对高频系统的色散特性和耦合阻抗的影响

在开放式圆柱光栅周期结构中,归一化的波相速可表示为 $V_p/c = (L/r_b) \cdot (kr_b/\beta_0 L)$, 群速则为 $V_g/c = \partial(kr_b/\beta_0 L)/\partial(r_b/L)$. 这里研究了不同槽形状的圆柱光栅上波的相速和群速随频率的变化关系.

图(6)和图(9)中分别画出了群速和相速随频率的变化趋势.当槽的形状从三角形变化到梯形、矩形一直到燕尾形,电磁波的传播受槽的限制不断的加强,相速和群速都逐渐降低.

图(8)和图(9)分别给出了4种特殊槽形情况下的耦合阻抗曲线和色散曲线.可以看到,4种特殊

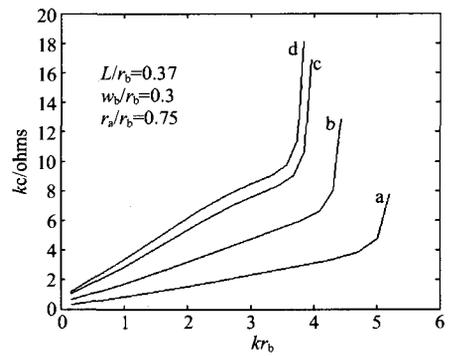


图8 不同槽形圆柱光栅的耦合阻抗 (a: 三角形槽 b: 梯形槽 c: 矩形槽 d: 燕尾形槽)

Fig.8 Impedance for various groove shape (a: triangle profile b: rectangular profile c: trapezoid profile d: swallow-tailed profile)

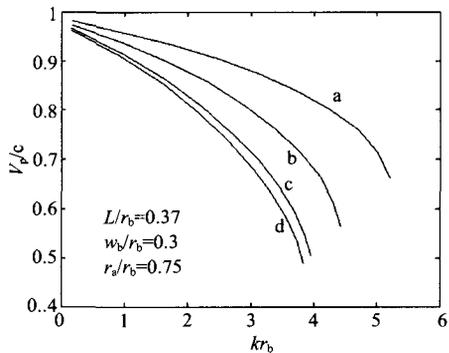


图9 不同槽形圆柱光栅的色散曲线 (a: 三角形槽 b: 梯形槽 c: 矩形槽 d: 燕尾形槽)

Fig.9 Dispersion curves for various groove shape (a: triangle profile b: rectangular profile c: trapezoid profile d: swallow-tailed profile)

槽形的圆柱光栅周期结构在相同槽口宽度和槽深情的情况下,燕尾形结构具有最强的色散,矩形、梯形、色散依次减弱,三角形结构的色散最弱.

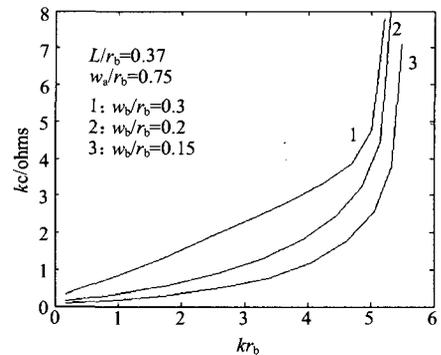


图10 耦合阻抗随三角形槽口宽度的变化

Fig.10 The interaction impedance curves for several values of the gap width

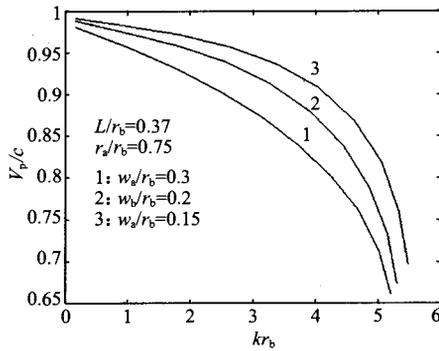


图 11 相速随三角形槽口宽度的变化
Fig. 11 The dispersion curves for several values of the gap width

图(10)和图(11)分别给出了三角形槽圆柱周期结构的耦合阻抗曲线和色散曲线,可以看到,固定周期长度和槽深,当槽口宽度增加时,耦合阻抗增大,相速降低,而带宽的变化并不明显。

图(12)和图(13)分别给出了三角形槽圆柱周期结构的耦合阻抗曲线和色散曲线,固定周期长度和槽口宽度,当槽深增加时,耦合阻抗明显增加,相速迅速降低,色散增强,且相互作用带宽也减小较快。

3 小结

我们通过近似场匹配的方法获得了任意槽形开放式圆柱周期结构的色散方程和耦合阻抗,利用模拟软件对色散方程的正确性进行了验证.并利用数值计算对系统的色散特性和耦合阻抗与槽的形状和几何尺寸之间的关系进行了研究.发现槽结构的形状和几何尺寸都会对系统的高频特性有较大的影响.本文的工作为进一步研究采用开放式圆柱周期结构的自由电子激光和相对论行波管奠定了理论基础。

REFERENCES

- [1] Marshall E M, Phillips P M, Walsh J E. Planar orotron experiments in the millimeter wavelength band [J]. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 1975, **16**(1): 199—205.
- [2] McVey B D, Basten M A, Booske J H, et al. Analysis of rectangular waveguide-gratings for amplifier applications [J]. *IEEE Trans. on MTT*, 1994, **42**(4): 995—1003.
- [3] Louis L J, Scharer J E, Booske J H. Collective single pass gain in a tunable rectangular grating amplifier [J]. *Phys. Plasmas*, 1998, **5**(12): 2797—2805.
- [4] GONG Yu-Bin, LU Zhi-Gang, WANG Guan-Jun, et al. Study on mm-wave rectangular grating traveling wave tube with sheet-beam[J]. *J. Infrared Millim. Waves*(宫玉彬,路志刚,王冠军,等. 带状束矩形栅毫米波行波管的研究. *红外与毫米波学报*), 2006, **25**(3): 173—178.

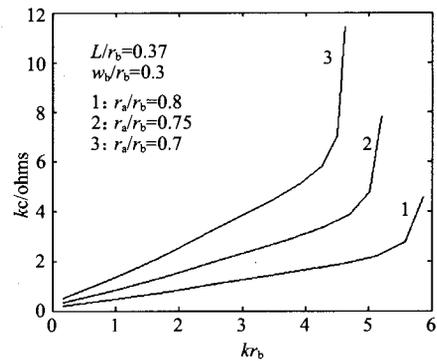


图 12 耦合阻抗随三角形槽深的变化
Fig. 12 The interaction impedance curves for several values of the gap depth

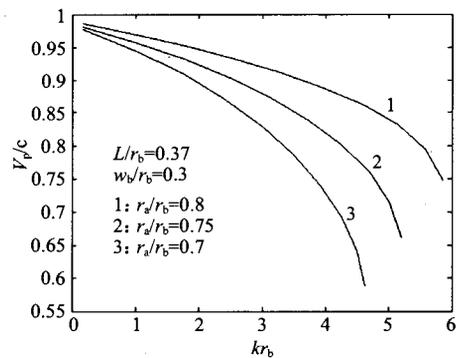


图 13 耦合阻抗随三角形槽深的变化
Fig. 13 The dispersion curves for several values of the gap depth

- [5] Bugaev S P, Cherepenin V A, Kanavets V I, et al. Relativistic multiwave Cherenkov generators [J]. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 1990, **18**(2): 525—536.
- [6] CHEN Jia-Yu, LIANG Zheng, ZHANG Yong-Chuan, et al. Experiment of a novel Smith-Purcell free electron laser[J]. *Chinese Journal of Lasers*(陈嘉钰,梁正,张永川,等. 新型史密斯-帕塞尔自由电子激光实验. *中国激光*), 2001, **28**(10): 893—895.
- [7] Wei Y Y, Wang W X, Sun J H. An approach to the analysis of arbitrarily shaped helical groove waveguides [J]. *IEEE Microwave and Wave Lett*, 2000, **10**(4): 4—6.
- [8] Donohue J T, Gardelle J. Simulation of Smith-purcell radiation using a particle-in-cell code [J]. *Physical Review Special Topics-Accelerators Beams*, 2005, **8**(6): 060702(1)—(9).
- [9] JIA Yun-Feng, LAI Guo-Jun, LIU Pu-Kun. Simulation and design of a Ka band fundamental wave gyro traveling wave tube amplifier[J]. *J. Infrared Millim. Waves*(贾云峰,来国军,刘濮鲲. Ka 波段基波回旋行波管放大器的模拟与设计. *红外与毫米波学报*), 2005, **24**(5): 386—389.