

适用于毫米波带状束行波放大器的 光子晶体栅慢波电路研究^{*}

徐捷[†]

(电子科技大学物理电子学院, 成都 610054)

(2009年12月20日收到; 2010年3月8日收到修改稿)

提出了一种适用于毫米波及 THz 波行波放大器的光子晶体栅慢波电路, 即横向分布光子晶体栅慢波电路, 并提出了分析和设计此类光子晶体栅慢波电路的方法. 通过计算光子晶体 TE 极化的带隙和在带隙内将光子晶体栅慢波电路等效为矩形栅波导慢波电路, 从而, 光子晶体栅慢波电路的设计得以分为两步独立进行, 从而简化了光子晶体栅慢波电路的设计. 对横向分布光子晶体栅慢波电路进行了设计和计算, 结果表明, 与矩形栅波导慢波电路相比, 横向分布光子晶体栅慢波电路可以降低工作电压并增加带宽, 从而可以降低成本.

关键词: 行波放大器, 光子晶体, 毫米波, 慢波电路

PACS: 84.40.Fe, 84.40.Az

1. 引言

相较于圆电子束, 带状电子束的导流系数很低, 使用带状电子束可以降低行波放大器对聚束磁场的要求, 降低放大器的负载, 带状束行波放大器^[1]还有可能获得很高的效率. 至目前为止, 对带状束行波放大器慢波电路的研究主要集中在矩形栅波导和一些以陶瓷介质为基底的印刷版电路上^[2-6]. 由于在金属波导内所能存在的模式繁多, 而介质不能实现对电磁波的全反射, 所以这些慢波电路总要在电压、带宽、模式和电子效率之间进行折衷和协调, 往往使得基于这些慢波电路的行波放大器带宽较窄、工作电压较高. 另外, 当电子束和电磁波相互作用时, 会激发出一些不期望的模式, 这些模式被束缚在金属波导内不能向外辐射, 为振荡的产生提供了条件.

光子晶体^[7]结构不但可以实现对电磁波的全反射, 还具有频率选择的功能. 由光子晶体所反射的电磁波相位可以通过设计具体结构进行调整, 从而改变结构表面附近的场分布; 光子晶体结构表面还不会存在表面电流, 这是它与金属的电磁响应特

性不同的另一亮点. 如果在带状束行波管的慢波电路中利用光子晶体的这些特性, 不但可以继承带状束行波管的优点, 还可以抑制部分电磁波模式, 改变电磁场沿慢波结构内表面法向的分布, 从而可以增加行波管的带宽, 增加互作用效率, 避免激发模式的振荡, 而且可以使用半导体的成熟工艺, 制造成本低廉. 实际上, 由于在矩坐标系中可以更方便地控制各个模式对光子晶体的入射方式, 而且对称波导模式也可以通过在如图 1 所示的对称轴上引入电壁予以消除, 从而实现单模工作, 因而相较于将光子晶体用到圆电子束行波管中, 将光子晶体用于带状束行波管的慢波电路中, 从原理上显得更为方便和自然.

基本的光子晶体慢波电路应具有如图 1 所示的三层结构. 图 1 的慢波电路中, 由外到内分别是光子晶体层、慢波结构层和电子束通道层. 光子晶体慢波电路三层结构的功能分别是, 光子晶体层提供对电磁波的全反射或者全透射, 慢波电路层提供慢波系数和调整电磁波对光子晶体的极化方式, 电子束通道层为电子束提供通道. 由于光子晶体结构本身可以提供慢波, 因而光子晶体层和慢波结构层在一定时候可以合二为一. 尽管如此, 理论上的三层结

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 10905008)资助的课题.

[†] E-mail: lzghchnn@uestc.edu.cn

构仍然存在,这个时候光子晶体结构层分裂为光子晶体结构表面和余下部分两层,前者可以视为慢波结构层.

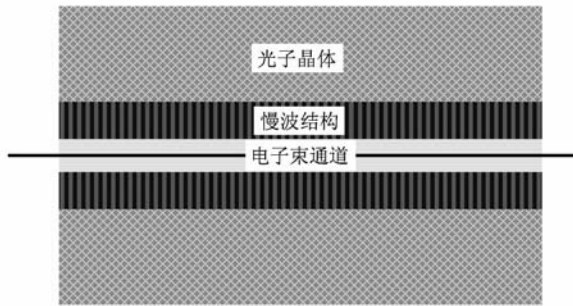


图1 光子晶体慢波电路三层结构示意图

由于矩形栅的加工十分简单,可以用作光子晶体慢波电路的慢波结构层,而二维光子晶体的加工技术已经比较成熟,选择二维光子晶体与栅结构组合可以得到二维光子晶体栅慢波电路. 二维光子晶体栅慢波电路有两种基本结构,一种是二维光子晶体分布在电磁波传输方向上,如图2所示,另外一种二维光子晶体分布在横向方向上,如图3所示. 由于栅慢波结构的工作模式是 $TE_x [0, E_y, E_z, H_x, H_y, H_z]$ (x 为栅宽度方向), TE_x 极化的电磁波入射到图3的光子晶体区域后只激发起 TE 模式,设计时可以只考虑光子晶体 TE 模式的带结构,因此它可以拥有比图2的结构更宽的带宽. 但是当工作频段相对低时,结构横向尺寸大,如果将磁聚束系统放到慢波电路外面,磁场的利用效率低,这将会增加制造成本. 这时如果将图2的栅向外延伸入光子

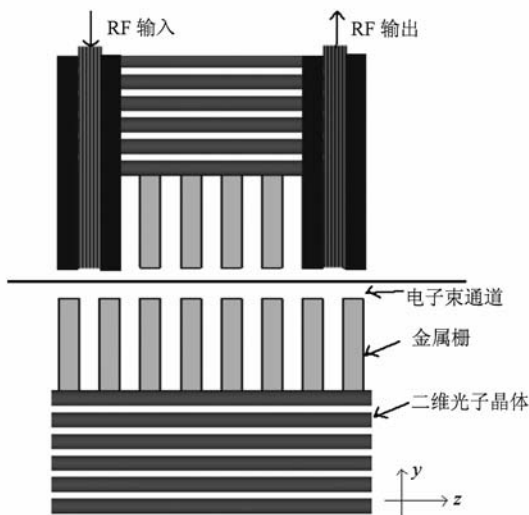


图2 纵向分布二维光子晶体栅慢波电路

晶体结构层,栅本身可以作为磁聚束系统的一部分,这样可以将磁聚束系统置入离轴最近的地方,从而提高磁场利用率,降低成本. 这时的慢波电路如图4所示,它正是文献[8]的专利技术,工作在 L 波段. 由于光子晶体周期一般小于或与栅慢波结构的周期相当,将栅延伸入光子晶体层内部会破坏图3的光子晶体基本结构,所以图3的结构不能这样使用.

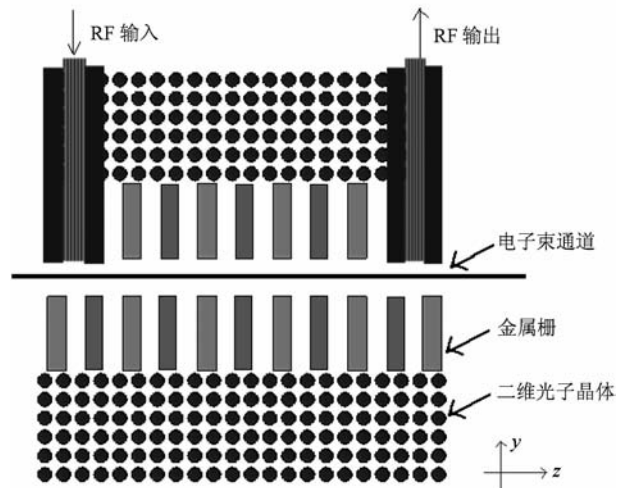


图3 横向分布二维光子晶体栅慢波电路

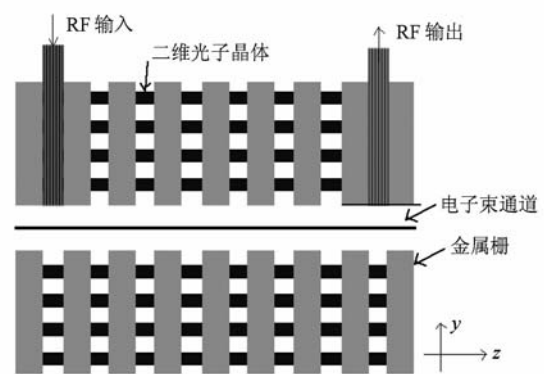


图4 一种纵向分布二维光子晶体栅慢波电路

毫米波段的通信是当前电子战争夺的重要频段,THz 波的检测和成像在生物医学和天文等领域有着特殊的优点,因而对毫米波和 THz 源的研究正方兴未艾. 栅慢波结构在这些波段可以得以加工,然而在这些波段,栅间的距离很小,图4的结构加工困难,而这个时候电路横向尺寸变小,聚束磁场可以放到慢波电路外面,所以可以使用图3的结构. 由于尚没有文献提出和分析过图3所示的横向分布光子晶体栅慢波电路,下面将对它的设计进行讨论.

2. 理 论

图5中标出了所要分析的光子晶体栅慢波电路的各个尺寸参数. 对于一个已经设计好的光子晶体栅慢波电路, 要求它能够全反射工作频段内工作模式的电磁波, 这一点必须满足; 还要求它能够透射工作频段外所有模式和工作频段内其他模式的所有电磁波, 这一点一般不能完全满足, 通常情况下, 光子晶体只能透射绝大多数非工作模式. 分析时, 首先假定目标模式能够入射到光子晶体层中并在其中传播, 从而计算光子晶体相对于此模式的带隙PBG (photonic band gap), 然后在所得到的光子晶体

带隙内分析目标模式在栅慢波结构层以内的频率相位特性, 即色散, 从而得到模式工作的频宽和相速特性.

在某一模式的光子晶体带隙内, 电磁波被光子晶体全反射, 从而被束缚在慢波结构层和电子束通道层之中, 这时的光子晶体栅慢波电路相当于一个高度为 $2(b+h)+\delta$ 的矩形栅波导 (其他结构参数不变), 这里的 δ 为电磁波的透射深度, 为一小量, 可以被忽略. 基于上述理解, 光子晶体栅慢波电路的设计可以分为两个部分单独进行, 一是计算光子晶体相对于某一模式的带隙, 第二计算是这个模式在栅慢波结构层以内的色散特性. 下面首先讨论如何计算光子晶体对于栅慢波结构的入射模式的带隙.

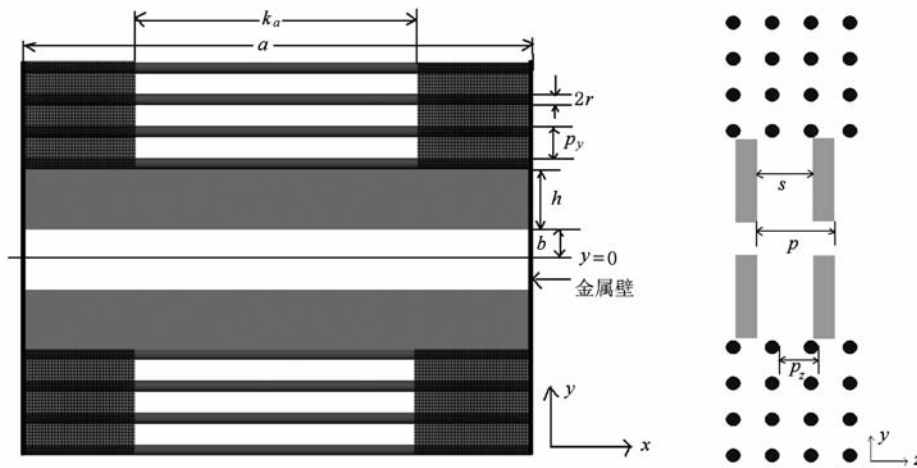


图5 横向分布二维光子晶体栅慢波电路剖面图

慢波结构层的 TE_x 模式入射到光子晶体层以后, 由于 TE 模式能够在二维光子晶体中单独存在, 且图3所示结构中 (其结构参数被标注在图5中) 入射电磁波的极化与光子晶体 TE 模式的极化相一致, 因此在慢波电路层和光子晶体层的交界面上并不存在模式转换. 所以, 对于这类光子晶体栅慢波电路, 只需要讨论 TE 极化的带结构. 虽然对二维光子晶体的 E 极化和 H 极化 (有的文献也将这 E 极化和 H 极化称为 TM 和 TE 模, 请注意与本文的 TM 和 TE 模式相区分) 带结构的讨论已经很多, 但这里需要计算 TE 极化的带结构, 由于 TE 模式可以在二维光子晶体结构中单独存在, 因此它的带隙不能简单视为 E 极化和 H 极化带隙的组合. 下面将使用平面波展开方法^[9]来导出这里的栅结构中 TE 极化的本征值方程.

图3中, 光子晶体在 x 方向的宽度为 k_a , 在 k_a

两端被金属所封闭, k_a 可以小于和等于但不能大于 a , 假定光子晶体在 y 方向是无界的, 并假定光子晶体材料为介质, 光子晶体柱的截面形状可以是任意的. 在光子晶体层内, 麦克斯韦方程的旋度方程可以写为

$$\nabla \times \mathbf{H} = j\omega\epsilon_f [1 - (1 - \epsilon_r)S_{(y,z)}] \mathbf{E}, \quad (1)$$

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

式中, ϵ_f 为背景材料的介电常数, 光子晶体材料的介电常数为 ϵ_p , $\epsilon_r = \epsilon_p/\epsilon_f$ 为晶体材料相对于背景材料的相对介电常数. $S_{(y,z)}$ 函数为周期性函数, 当场点位于光子晶体柱内部时, 函数 $S_{(y,z)} = 1$, 否则 $S_{(y,z)} = 0$.

将 TE 极化的各个场分量代入到(1)式中, 最后可以得到如下的两标量方程:

$$\nabla^2 E_{(y,z)} + k^2 E_{(y,z)} - k^2 (1 - \epsilon_r) S_{(y,z)} E_{(y,z)} = 0, \quad (3)$$

式中, $k = \omega/\sqrt{\epsilon_f}/c$, c 为自由空间的光速, ω 为电磁波频率. 对于 TE 极化, 只要其中任一非零场分量已

知,则其他场分量可以由已知场分量导出. 因此,下面我们将只求(2)式中场分量为 $E_{(z)}$ 的方程. 场分量 $E_{(z)}$ 可以展开为如下形式的二维傅里叶级数:

$$E_z = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_{m,n} \times e^{jk_x x} e^{j(k_y + \frac{2m\pi}{p_y})y} e^{-j(\beta_0 + \frac{2n\pi}{p_z})z}, \quad (4)$$

β_0 为电磁波沿 z 向的传播常数, m, n 为整数. k_x 为电磁波在 x 方向的传播常数, $k_x = l\pi/a$, l 为正整数. $k_a = a$ 时,任意的 l 和 $k_a < a$ 时,小于或等于 2 的 l ,与栅慢波结构层内 x 方向的模式识别数相对应, $k_a < a$ 时,大于 2 的 l 与栅慢波结构层的模式识别数的关系将在后面予以阐述. k_y 为电磁波在 y 向的传播常数,其余结构参数参见图 5 的标注.

将 $S_{(y,z)}$ 函数作空间傅里叶级数展开

$$S_{(y,z)} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} H_{m,n} e^{j\frac{2m\pi}{p_y}y} e^{j\frac{2n\pi}{p_z}z}. \quad (5)$$

将(3)式和(4)式代入到(2)式中,经过一定的运算,最终得到如下形式的 TE 极化的本征值方程

$$k^2(1 - \epsilon_r) \sum_{m'} \sum_{n'} A_{m',n'} H_{m-m',n-n'} = \left[k^2 - k_x^2 - \left(k_y + \frac{2m\pi}{p_y} \right)^2 - \left(\beta_0 + \frac{2n\pi}{p_z} \right)^2 \right] A_{m,n}. \quad (6)$$

(5)式中,取定一个 l 值即对应某一个栅慢波结构层内的 $TE_{x(mv)}$ 模式. 由于栅慢波结构层内高度方向的模式的识别数 v 没有被包含在(5)式的本征值方程中,这意味着横向二维光子晶体栅慢波电路的光子晶体对以 v 为标识的不同模式没有分辨性,所以进行栅慢波结构设计时,必须保证以 v 为标识的不同模式的通带与工作模式通带的完全分离.

下面讨论栅慢波结构层内模式色散的计算. 如前所述,在工作频段内,光子晶体栅慢波电路相当于一个高度为 $2(b+h) + \delta$ 的矩形栅波导. 对于矩形栅波导色散的研究的文献已经很多,且精度较高,这里直接利用文献[2]的成果来计算,由文献[2],忽略小量 δ 后,高度为 $2(b+h)$ 的矩形栅波导的本征值方程为

$$\sum_{n'=-\infty}^{\infty} A_{n'} X_{n,n'} = A_n \frac{F'_n(0)L}{k_0^2 - (l\pi/a)^2}, \quad (7)$$

$$X_{n,n'} = \frac{2F'_n(0)}{s} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{G'_m(0) \int_0^s \cos(m\pi z/s) \exp(-j\beta_n z) dz \int_0^s \cos(m\pi z/s) \exp(j\beta_{n'} z) dz}{[k_0^2 - (l\pi/a)^2] G_m(0) (1 + \delta_{m0})}, \quad (8)$$

$$F_n(y) = \begin{cases} \cos|\gamma_n|(h-y), & \gamma_n^2 = k_0^2 - (l\pi/a)^2 - \beta_n^2 > 0, \\ \cosh|\gamma_n|(h-y), & \gamma_n^2 = k_0^2 - (l\pi/a)^2 - \beta_n^2 < 0, \end{cases} \quad (9)$$

$$F'_n(y) = \frac{\partial F_n(y)}{\partial y}, \quad (10)$$

$$G_m(y) = \begin{cases} \cos[|\tau_m|(y+b)], & \tau_m^2 = k_0^2 - (l\pi/a)^2 - (m\pi/s)^2 > 0, \\ \cosh[|\tau_m|(y+b)], & \tau_m^2 = k_0^2 - (l\pi/a)^2 - (m\pi/s)^2 < 0, \end{cases} \quad (11)$$

$$G'_n(y) = \frac{\partial G_n(y)}{\partial y}, \quad (12)$$

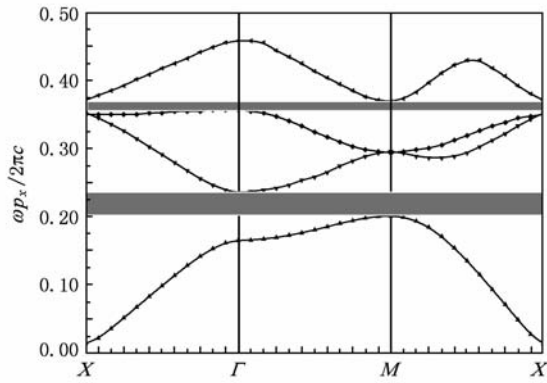
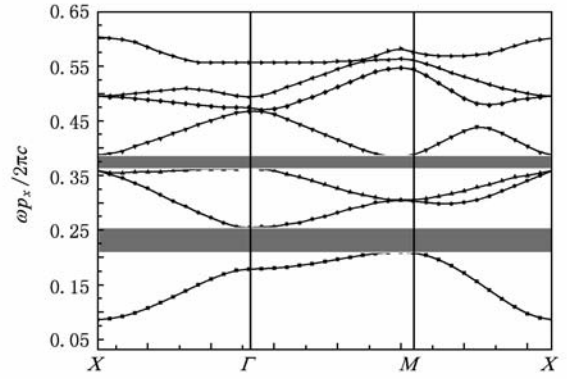
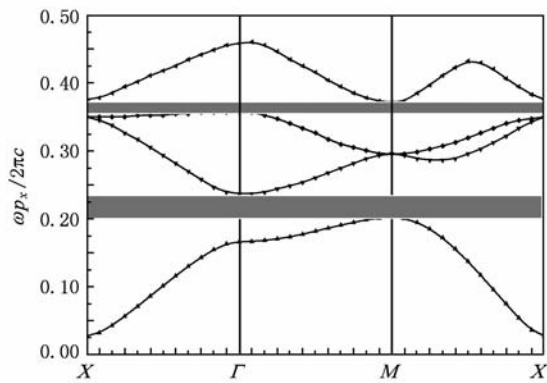
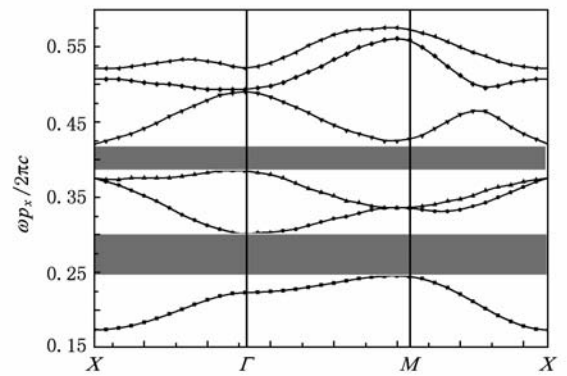
$$k_0^2 = \omega^2 \epsilon_0 u_0, \quad (13)$$

$$\beta_n = \beta_0 + 2n\pi/p, \quad (14)$$

式中, δ_{m0} 为 Kronecker delta 函数. 上式并没有显式地含有 y 方向的模式识别数,它由解的维数所决定. 应当特别指出的是,由上式得到的本征频率并不一定都能在实际结构中存在,只有处在光子晶体的带隙内的电磁波频率才与实际相对应.

3. 数值计算

这里,以方形柱光子晶体为例进行计算,通过调整,取定的各结构参数见表 1. 在表 1 中, d_y 和 d_z 分别为光子晶柱的宽度和高度, ϵ_0 为真空的介电常数,其余参数参见图 5 的说明及前文的叙述.


 图6 $k_a/d_z = 28.57$, TE_{1n} 模式的带结构

 图8 $k_a/d_z = 5$, TE_{1n} 模式的带结构

 图7 $k_a/d_z = 28.57$, TE_{2n} 模式的带结构

 图9 $k_a/d_z = 5$, TE_{2n} 模式的带结构

首先,令 $k_a/d_z = 28.57$, 计算所得到的 TE_{1n} 模式和 TE_{2n} 模式的带结构如图 6 和图 7 所示. 比较图 6 和图 7 可以看到, 两类模式的带隙所占据的频段几乎相同. 在这种情况下, 光子晶体对此两类模式没有选择性, 在带隙所占据的频段内, 两类模式将共同存在. 因此, 取光子晶体 x 方向的长度远大于光子晶体周期时, 将不能将最低两模式分开.

表1 光子晶体的结构参数

d_y/d_z	p_z/d_z	p_y/d_z	$\varepsilon_p/\varepsilon_0$	$\varepsilon_t/\varepsilon_0$
1	2	2	3	16.5

鉴于上述原因, 现在减小 k_a 的值, 图 8 和图 9 显示了当 $k_a/d_z = 5$ 时 TE_{1n} 模式和 TE_{2n} 模式的带结构. 这个时候, TE_{1n} 模式和 TE_{2n} 模式的带隙已经得以分开. 当栅慢波结构中 x 方向的模式数 l 大于 2 时, 光子晶体中所激励起的 TE_{mn} 模式的 m 的取值与 k_a/a 的值相关. 当 l 为偶数时, 如果 $a/l < k_a$, m 取 $\text{int}(k_a l/a) + 1$, 否则取 2. 如果 l 为奇数, 当 $a/l < k_a$, m 取 $\text{int}(k_a l/a) + 1$, 否则取 1.

由于工作模式必须处在光子晶体相对于它的带隙之内, 因此光子晶体带隙首先决定了行波管带宽. 在实用设计时, 使用具有大带隙的二维光子晶体结构当然能对设计带来好处, 但是过大带隙的光子晶体结构一般对模式的选择性变差, 而且材料填充比大和背景材料相对于光子晶体材料介电常数比大, 成本较高, 由于工作带宽还受到栅慢波结构层色散特性的影响, 因此使用过大带隙的光子晶体结构是没有必要的.

计算了光子晶体的带隙之后, 接下来的工作是设计适当的栅慢波结构层使其在光子晶体的带隙之内具有符合要求的相速和最平坦的相速的变化率. 根据前文的论述, 这里的设计将栅慢波结构层当成一金属矩形栅波导来处理. 通过调整, 取定的各结构参数见表 2. 表 2 中, 各参数的定义参见图 5. 参数 a 主要决定了色散曲线的低端截止频率, 它的值的选择首先应保证电子束的顺利通过. 由表 2 各参数计算得到的最低三个模式的色散如图 10 所示. 图 10 中, 虚线所界定的两个带分别对应图 8 中光子

晶体的第一和第二个带隙. 由于慢波结构第一个模式和第二模式的光子晶体带隙已经完全分开, 而第三个模式的最低通带完全处在第一个模式的光子晶体带隙之外, 因此可以利用最低模式实现单模工作. 选择表 2 中的参数时, $a/k_a = 3.1$, $a/3 \leq k_a$, 因此这个时候慢波结构的第三最低模式的光子晶体模式与慢波结构的第一最低模式的光子晶体模式相同, 即在实际结构中, 能够存在的慢波结构第三最低模式的频率处在图 8 的第一带隙之内. 对照图 10 可以知道, 慢波结构的第三最低模式不可能存在, 因此可以利用慢波结构的第二最低模式在光子晶体的第二模式的第一带隙内实现单模工作. 当然, 由于所计算结构是为利用最低模式而设计的, 因而利用第二模式工作的相速非常高, 但这并不影响设计原理, 经过相应设计, 相速是可以得到降低的.

表 2 栅慢波结构的结构参数

p/d	h/d	s/d	a/d
2	5	1	50

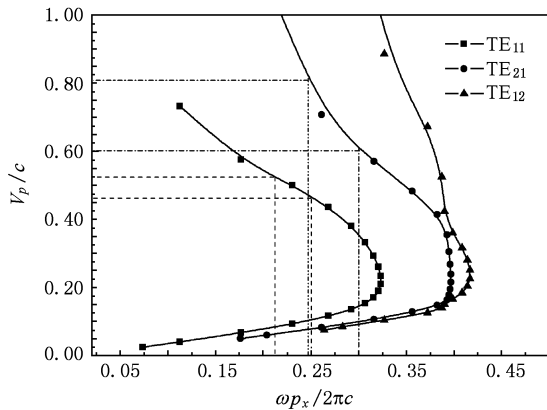


图 10 光子晶体栅慢波电路的相速

图 11 显示了一矩形栅波导慢波电路最低三个模式的色散. 这一慢波电路已经经过适当设计, 它在图 8 所示光子晶体的第一带隙之内有可能实现单模工作. 它的结构参数是在表 2 的基础上调整的, a 减小为原来的 $1/3$ 以使低端截止频率上升, 从而将第一和第二最低模式的最低通频带分开, 并将 h 增大为原来的 1.5 倍以降低相速. 由图 11 可以看到, 相较于光子晶体栅慢波电路, 矩形栅慢波电路的相速要高很多, 并且带内相速的变化率较大, 即工作带宽将会很窄.

如果要利用矩形栅波导慢波电路的第二模式

实现单模工作, 则必须将其与第一和第三模式的通带同时分离开. 图 11 不能满足这一条件, 为了将第二与第三最低模式分开, 需要再次减小 a 的值以提高低端截止频率, 同时增加 h 并调整周期等参数以降低相速, 可是在这样做的同时, 第二最低模式的通频带相应变窄, 图 12 显示了最低三个模式的通频带相对完全分离的色散, 由图可以看到, 尽管这时第二最低模式的通频带还没有达到上文光子晶体栅慢波电路工作频段频率的大小, 其带宽已经窄到失去了实用价值. 所以, 要利用矩形栅波导的第二最低模式实现单模工作并具有适用带宽, 光子晶体栅慢波电路显然相对十分优越.

综上所述, 相较于矩形栅波导慢波电路, 光子晶体栅慢波电路行波管可以拥有更宽的带宽, 并且工作电压相对更低. 利用光子晶体栅慢波电路可以降低成本, 由于工作时激发的一些模式也可能不能在结构中存在, 因此光子晶体栅慢波电路行波管的工作可以更为稳定.

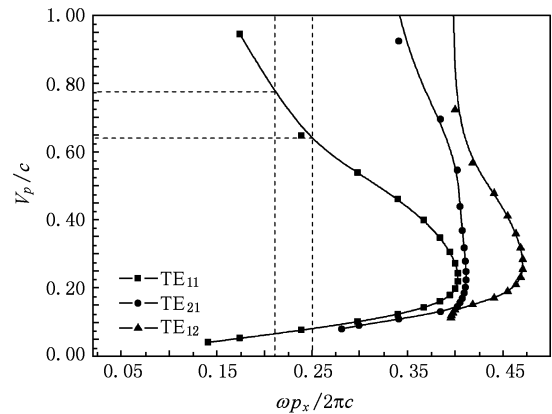


图 11 矩形栅波导慢波电路结构 1 的相速

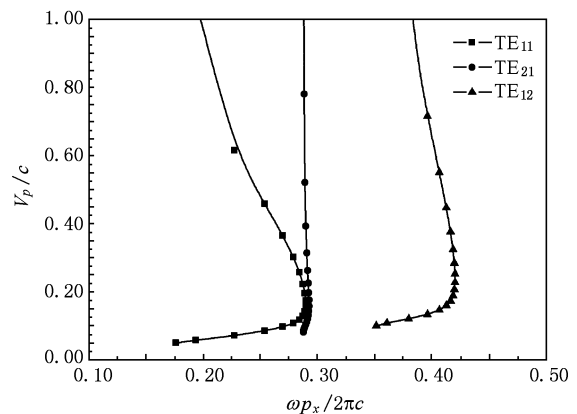


图 12 矩形栅波导慢波电路结构 2 的相速

4. 结 论

横向分布二维光子晶体栅慢电路的设计可以分为计算 TE 极化光子晶体的带隙和等效的矩形栅波导慢波电路的色散两步进行. 光子晶体的带隙首先决定了光子晶体行波管的带宽. 数值计算表明,

当光子晶体层横向宽度等于栅慢波结构层横向宽度时, 栅慢波结构层内最低第一和第二模式的带隙将占据相同频段. 只有当光子晶体层横向宽度小于栅慢波结构层横向宽度时, 这两模式的带隙才有可能完全分开. 相较于矩形栅波导慢波电路, 工作在相同频段的横向分布光子晶体栅慢波电路不但工作电压可更低, 而且带宽还能更宽.

-
- | | |
|---|---|
| [1] Carlsten B E 2002 <i>Phys. Plasmas</i> 9 5088 | [6] Yin H R, Gong Y B, Wei Y Y, Gong H R, Yue L N, Lu Z G, Huang M Z, Wang W X 2007 <i>Chin. Phys.</i> 16 2737 |
| [2] Maragos A A, Ioannidis Z C, Tigelis I G 2003 <i>IEEE Trans. on Plasma Sci.</i> 31 1075 | [7] Yablonovich E, Gmitter T J 1986 <i>Phys. Rev. Lett.</i> 63 1950 |
| [3] Joe J, Scharer J, Booske J, McVey B 1994 <i>Phys. Plasmas</i> 1 176 | [8] Chen C, Qian B L, Temkin J R 2005 <i>Photonic Crystal Ribbon-beam Traveling Wave Amplifier</i> (Boston: United States Patent Application Publication) |
| [4] Freund H P, Abu-Elfadl T M 2004 <i>IEEE Trans. on Plasma Sci.</i> 32 1015 | [9] Plihal M, Maradudin A A 1991 <i>Phys. Rev. B</i> 44 8565 |
| [5] Carlsten B E, Steven J, Russell, Lawrence M E, Frank L K, James M P, Patrick F, Stanley H 2005 <i>IEEE Trans. on Plasma Sci.</i> 33 85 | |

Study on photonic crystal grating slow-wave circuits for millimeter-wave ribbon-beam traveling wave tubes^{*}

Xu Jie[†]

(School of Physical Electronics, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, China)

(Received 20 December 2009; revised manuscript received 8 March 2010)

Abstract

A kind of photonic crystal grating slow-wave circuit, namely the cross-section distributing two-dimensional photonic crystal slow-wave circuit (CD2DPhSWC), was proposed. And the way of designing CD2DPhSWC was put forward. To simply the design, the process was realized in two steps, firstly the calculation of the photonic band gap (PBG) for the TE polarization, and then the dispersion of the equivalent rectangular waveguide grating. The numerical results show that the bandwidth of the traveling wave tubes (TWTs) based on CS2DPhSWC is wider, and the operating voltage is lower, than that of the rectangular waveguide grating. Correspondingly, the cost of the TWTs is reduced.

Keywords: TWTs, photonic crystals, millimeter-wave, slow-wave circuit

PACS: 84.40. Fe, 84.40. Az

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10905008).

[†] E-mail: lzhgchnn@uestc.edu.cn