

有效抑制光子晶体加载矩形谐振腔中 模式竞争的方法^{*}

刘 漾[†] 巩华荣 魏彦玉 宫玉彬 王文祥 廖复疆

(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, 成都 610054)

(2009 年 2 月 19 日收到 2009 年 4 月 14 日收到修改稿)

研究了光子晶体加载矩形谐振腔, 针对传统光子晶体加载无法完全抑制模式竞争的问题, 提出了特性阻抗和介质加载方法进行改进, 完全实现了谐振腔的高次模式的单模工作, 为抑制高次模式工作的谐振腔中模式竞争的问题提供了一种新方法. 在此基础上, 采用解析方法以及高频仿真软件 HFSS, 设计了一个采用 TM_{530} 高次模式工作的传统光子晶体加载的谐振腔, 进一步采用了该新方法对其进行改进, 并深入分析了采用这种方法抑制模式竞争的物理原因. 计算结果表明, 新方法能有效抑制模式竞争, 实现谐振腔的高次工作模式的单模工作.

关键词: 光子晶体, 谐振腔, 模式竞争, 特性阻抗

PACC: 7125P, 4270Q

1. 引 言

新型加速器, 高功率雷达, 定向能微波武器, 新型通信系统等设备都需要高功率微波源, 而电真空器件在这些领域一直扮演着重要的角色. 随着这些设备所要求的功率和频率水平进一步提高, 采用基模工作的传统电真空器件出现了一些无法克服的困难, 特别是在频率提高后, 高频结构体积的缩小会造成功率容量受到限制, 电子束流通道半径缩小, 电子束流传输困难等难以解决的问题^[1-4]. 如果工作在谐振腔的高次模式, 则可以很好地解决上述问题, 因为采用高次工作模式的谐振腔高频结构可以把体积做得较大, 进而提高了器件的输出功率和功率容量. 但是采用高次工作模式时会产生很严重的模式竞争^[5-10], 选择的工作模式越高, 杂模越多, 所以, 如何抑制模式之间的竞争, 实现微波器件的单模工作, 就成为了急需解决的问题.

近年来, 提出了一种新的方法可能解决模式竞争问题: 采用基于光子带隙的高频结构, 将光子晶体加载到谐振腔中, 利用光子带隙 (photonic band gap,

PBG) 使工作模式单独处于禁带之内, 就可以实现选模和滤波的作用, 从而使该谐振腔工作于单一的高次模式. 光子晶体^[11, 12]是一种电磁特性周期性变化的特殊材料, 又称为光能隙系统, 是具有光子能带结构的介电物质, 其组成物质在空间上具有介电系数呈周期性排列的特性, 其色散关系具有带状结构, 即所谓的光子能带结构, 而其根本特性是具有光子带隙和光子局域. 其中, 光子带隙结构可以禁止某些特定频率的电磁波在其中的传播, 并且控制电磁波的传输^[9]. 因此, 将光子带隙结构引入微波管高频系统可以有效消除模式竞争, 使该器件工作于单一的高次模式^[10]. 使用这种结构的另一个好处是可以抑制谐波的产生和传输, 通过合理地设计可以使谐波对应的频率处于 PBG 结构的通带, 这样就可以使得谐波通过辐射被衰减掉. 因此, 光子晶体加载的谐振腔就可以工作在某一个高次模式, 并且抑制模式竞争. 但是, 研究表明传统的光子晶体加载的谐振腔并不能彻底实现单模工作. 所以本文首先对工作在 Ku 波段并采用 TM_{530} 模式的矩形谐振腔进行了分析, 然后再加载光子晶体, 并使用特性阻抗法和介质加载法对该结构进行了改进, 最终, 研究表明这种改进后

^{*} 国家自然科学基金重点项目(批准号: 60532010, 60401005), 电子科技大学青年基金重点项目(批准号: L08010401JX0672), 教育部博士点新教师基金(批准号: 20070614041)资助的课题.

[†] E-mail: liuyang8312@gmail.com

的光子晶体加载的谐振腔能够彻底实现高次模式的单模工作,有效抑制模式竞争.

2. 光子晶体加载矩形谐振腔的设计

平面波展开法^[13,14]是基于对周期性介质、电场、磁场在倒格矢空间的展开,然后计算电磁场的本征方程,以求出本征频率.

这里我们只讨论 E 极化波的情况,此时的本征方程为

$$\sum_{G_{//}} |k_{//} + G_{//}| \hat{k}(G_{//} - G'_{//}) |k_{//} + G'_{//}| \alpha(k_{//} | G'_{//}) = \frac{w^2}{c^2} \alpha(k_{//} | G_{//}), \tag{1}$$

其中 $k_{//} = k_x e_x + k_y e_y$, $G_{//} = \frac{2m\pi}{a} e_x + \frac{2n\pi}{b} e_y$, $G'_{//} = \frac{2m'\pi}{a} e_x + \frac{2n'\pi}{b} e_y$, $\hat{k}(G_{//} - G'_{//})$ 为傅里叶展开系数,

$\alpha(k_{//} | G'_{//})$, $\alpha(k_{//} | G'_{//})$ 为列向量, $k_{//}$ 为波矢(见附录 A).

通过(1)式,可以求解出本征频率,从而画出带隙结构图.

本文采用介电常数为 3.24,晶格周期 10 mm,填充比为 0.1024 的矩形排列的矩形光子晶体,由上述解析方法得到其带隙结构图,如图 1 所示.

为了便于研究,并且考虑到电场分布的对称均匀性,选择 TM_{530} 模作为工作模式,设计了一个工作于 Ku 波段的光子晶体加载谐振腔,如图 2 所示,其基本参数为:工作频率 15 GHz,谐振腔的长,宽,高分别为 60 mm,60 mm,0.5 mm.如果将这些尺寸缩小,就可以使其工作在太赫兹波段.采用高频结构仿真软件 HFSS 分别计算了光子晶体加载前后,该谐振腔在 2—15.2 GHz 频率范围内的模式变化情况,如表 1 表 2 所示.

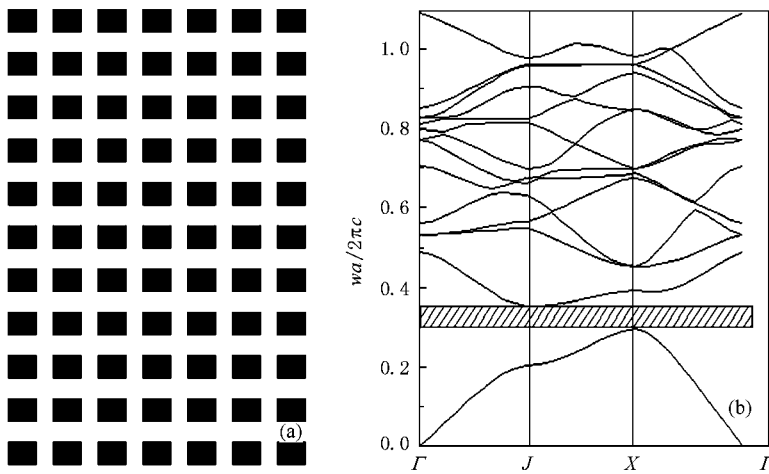


图 1 矩形排列光子晶体及其带隙图 (a) 矩形排列的光子晶体 (b) 带隙图

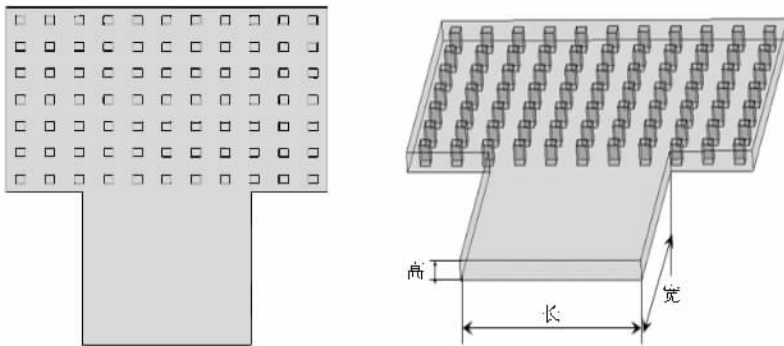


图 2 光子晶体加载矩形谐振腔

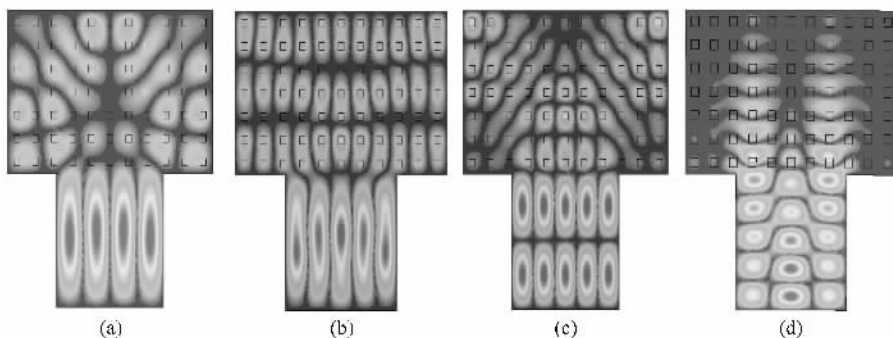
表 1 腔中的模式

模式	频率/GHz
TM ₀₁₀	3.533
TM ₁₃₀	5.5872
TM ₃₁₀	5.5878
TM ₂₂₀	7.0676
TM ₄₁₀	10.301
TM ₁₄₀	10.301
TM ₃₃₀	10.599
TM ₄₂₀	11.173
TM ₂₄₀	11.173
TM ₁₅₀	12.739
TM ₅₂₀	13.454
TM ₂₅₀	13.454
TM ₄₄₀	14.133
TM ₅₃₀	15.186
TM ₃₅₀	15.187

表 2 加载光子晶体后谐振腔中的模式

频率/GHz	处于禁带的模式
8.119—10.136	—
10.121—11.772	TM ₁₄₀ (10.676 GHz)
12.027—13.314	—
13.057—14.537	—
13.244—15.995	TM ₁₅₀ (13.255 GHz) TM ₂₅₀ (13.542 GHz) TM ₅₃₀ (14.702 GHz)

计算结果表明,光子晶体加载后,谐振腔中大部分杂模已经被滤除,但是还是存在杂模 TM₁₄₀, TM₁₅₀, TM₂₅₀, 如图 3 所示. 因此,采用传统光子晶体加载的方法不能完全滤除杂模,仍然存在模式竞争问题.

图 3 加载光子晶体后的场分布 (a) TM₁₄₀ (b) TM₁₅₀ (c) TM₂₅₀ (d) TM₅₃₀

3. 高次工作模式新型谐振腔的设计

由于高次模式的模式间隔较小,光子晶体加载后只能滤除大部分的杂模,很难只采用光子晶体加载的方法抑制模式竞争.因此,本文对上述传统光子晶体加载的谐振腔采用两种方法进行了改进,最终实现了谐振腔的高次工作模式的单模工作.

3.1. 特性阻抗法

因为谐振腔的特性阻抗 R/Q 类似于耦合阻抗的概念,并且电子注通道的位置决定了注波相互作用的大小,所以可以通过选择电子注通道的位置来改变特性阻抗的大小,从而抑制模式竞争.

特性阻抗的公式^[15]如下所示:

$$\frac{R}{Q} = \frac{\left(\int_a^b \dot{E} \cdot dl \right)^2}{\omega_0 \epsilon_0 \int_v \dot{E} \cdot E^* dv}, \quad (2)$$

其中, E 为积分路径 ab 上的高频电场振幅值, E^* 为 E 的共轭.

$$\begin{aligned} \frac{R}{Q} &= \frac{\left(\int_{-\infty}^{+\infty} E_r dr \right)^2}{2\omega U} = \frac{\left(\int_{-\infty}^{+\infty} E_r dr \right)^2}{2\omega \int \frac{\epsilon E^2}{2} dv} \\ &= \frac{\left(\int_{-\infty}^{+\infty} E_r dr \right)^2}{2\pi \epsilon \int E^2 dv} = \frac{V^2}{2\omega U}, \end{aligned} \quad (3)$$

其中, E_r 为积分路径方向的电场分量, U 为储能.

按照 (2) 和 (3) 式具体计算了不同模式的特性阻抗 R/Q , 以便进行比较. 具体的方法是: 计算特性阻抗 R/Q 时, 电场积分位置应该选择在电子注通道的轴向电场最强处, 然后将所有积分位置的结果求和. 为了得到电子主通道位置的选择对特性阻抗大小的影响, 分别计算了图 3 中四个模式在选择不同电子注通道位置情况下的特性阻抗, 电子注通道位置如图 4 所示. 比较了不同模式在各种情况下的特性阻抗 R/Q 的大小, 结果如图 5 所示, 如果所需要的工作模式的特性阻抗 R/Q 最大, 则此模式必将先起振, 其余模式就会在模式竞争中被抑制^[16].

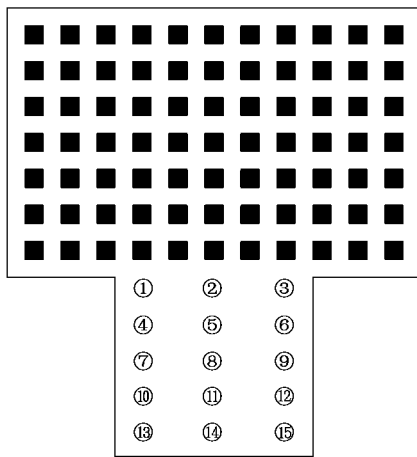


图 4 电子注通道位置

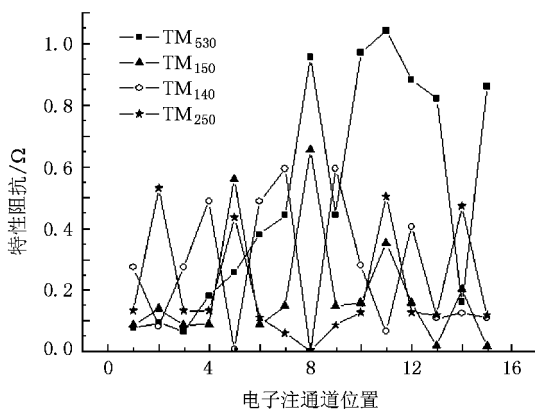


图 5 特性阻抗与电子注通道位置的关系

图 5 表明, 电子注通道位置的选择对杂模的特性阻抗影响较大, 合理地选择电子注通道的位置可以有效地减小杂模的特性阻抗, 进而抑制模式竞争. 为了获得工作模式的特性阻抗的最大值, 根据计算结果, 电子注通道的位置选在这 15 处一起通过, 该情况下加载光子晶体前后特性阻抗的比较如表 3 所

示. 由表 3 可以发现, 在未加载光子晶体的谐振腔中 TM_{130} 模的特性阻抗大于工作模式 TM_{530} 的特性阻抗; 这时无法只通过电子注通道的位置的选择对杂模进行抑制. 对加载光子晶体的谐振腔的计算发现, 在加载光子晶体后腔体里还存在五个模式, 但是 TM_{130} 模被滤除. 进一步计算加载了光子晶体的谐振腔的特性阻抗, TM_{530} 模的特性阻抗远远大于其他 3 个杂模的特性阻抗. 所以, TM_{530} 模式必将最先起振, 其余 3 个杂模将在模式竞争中被抑制, 最终实现高次工作模式的单模工作.

表 3 加载光子晶体前后各模式的特性阻抗,

(a) 加载光子晶体前 (b) 加载光子晶体后

(a)	
模式	$(R/Q)/\Omega$
TM_{010}	3.52161
TM_{130}	9.42804
TM_{310}	4.41517
TM_{410}	3.14511
TM_{140}	3.95017
TM_{530}	6.766074
TM_{420}	5.42365
TM_{240}	4.89671
TM_{150}	3.07404
TM_{520}	3.86541
TM_{250}	3.14597
TM_{440}	2.52163
TM_{530}	7.8849
(b)	
模式	$(R/Q)/\Omega$
TM_{140}	3.95017
TM_{150}	3.07404
TM_{250}	3.14597
TM_{530}	7.8849

结果表明, 利用选择不同的电子注通道的位置可以实现高次工作模式的单模工作, 这是因为, 电子注通道的位置的选择直接决定了特性阻抗的大小, 特性阻抗 R/Q 是衡量谐振腔腔体内某参考面上电场强度的基本参量, 单位为欧姆, 它是衡量速调管中电子束与电磁波互作用的一个重要参量, 表示相对

于腔内储能而言的腔口电场强度的度量. 特性阻抗 R/Q 类似于行波管的耦合阻抗的概念, 在行波管中, 如果工作模式的耦合阻抗远远大于其他模式的耦合阻抗, 那么, 其余的模式被抑制, 工作模式能够单模工作. 同理, 特性阻抗 R/Q 大的模式易于和电子束相互作用.

3.2. 介质加载

虽然第一种方法在工作模式的特性阻抗远远大于其他模式的情况下能够抑制模式竞争, 但是, 这时仍然有其他模式和工作模式一起处于光子晶体禁带中. 为了彻底滤除杂模的干扰, 在上述方法的基础上利用介质加载的方法进行了改进.

频率微扰公式^[17]如下所示:

$$\begin{aligned} \frac{f_0 - f}{f_0} &= \frac{\iint_{v_1} [\epsilon_0(\epsilon_r - 1)E_m^2] dV \int_0^T \cos^2(\omega_0 t) dt}{\iint_v [\epsilon_0 E_0^* \cdot E_0 + \mu_0 H_0^* \cdot H_0] dV \int_0^T dt} \\ &= \frac{\epsilon_0(\epsilon_r - 1)E_m^2 V_1 \frac{T}{2}}{\frac{T}{4} \epsilon_0 E_m^2 V} \\ &= \chi(\epsilon_r - 1) \frac{V_1}{V}, \end{aligned} \quad (4)$$

其中 f_0 、 f 分别表示谐振腔原来的谐振频率和经扰动后的谐振频率, V 是谐振腔的体积, V_1 是加载的介质的体积.

根据(4)式可以计算出的谐振腔经微扰后的新谐振频率与材料特性之间的关系, 初步确定插入的介质柱的基本参数. 以表 2 中的数据 and (4) 式进行计算, 可以得出所插入的立方体介质柱的基本参数: 介电常数为 10, 介质柱边长 0.5 mm, 介质柱高即为腔体的高度. 插入介质柱的位置选择在工作模式 TM_{530} 与杂模的场分布之间不重合的地方, 如图 6 所示, 经过仿真计算后可以发现, 处于禁带的模式只有工作模式 TM_{530} , 其余的杂模被滤除, 结果如表 5 所示.

表 5 经微扰后的模式

频率/GHz	禁带中的模式
8.115—10.3857	—
10—11.9453	—
10.8596—12.3599	—
12.6—13.45	—
13.5—15.1755	TM_{530}

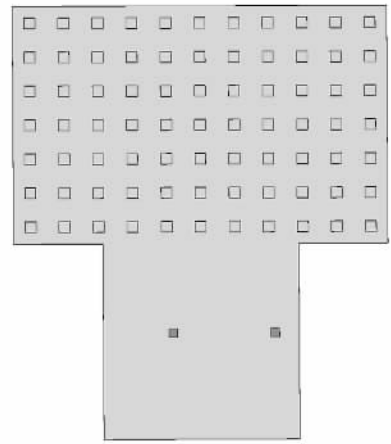


图 6 插入介质柱的腔体

由表 5 可以发现, 杂模的谐振频率已经被改变, 并且其谐振频率已处于光子晶体的通带中, 即在模式竞争中被抑制, 此时, 处于禁带的只有工作模式 TM_{530} 模, 如图 7 所示, 介质微扰后其他高次杂模的场分布如图 8 所示.

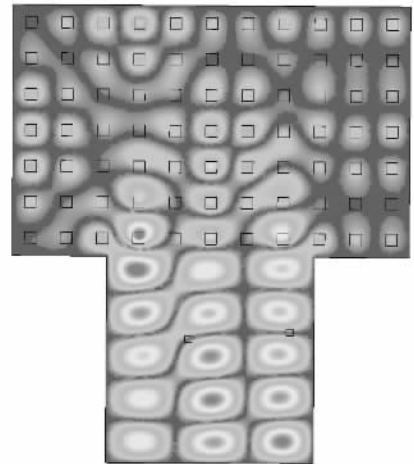


图 7 介质微扰后的 TM_{530}

这是因为通过向加载光子晶体的谐振腔中插入介质柱, 利用微扰原理改变谐振腔的谐振频率, 使原本处于禁带的模式的频率改变, 从而将需要抑制的杂模的频率调整到通带频率范围内, 禁带内只剩下工作模式, 这样该加载光子晶体的谐振腔就最终实现了单模工作.

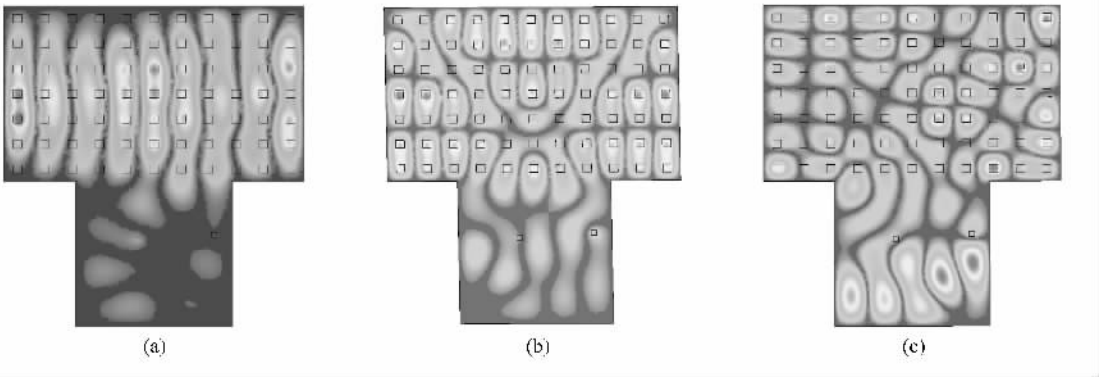


图 8 介质微扰后的其他高次杂模场分布图 (a) TM_{140} (b) TM_{150} (c) TM_{250}

4. 结 论

普通的谐振腔工作在高次模式时会产生异常激烈的模式竞争,为了解决这个问题,加载光子晶体的办法是一种有效的手段.本文以采用 TM_{530} 模式工作的矩形谐振腔为例,分析了加载光子晶体前后谐振腔内模式变化的情况,发现只加载光子晶体并不能彻底实现高次工作模式的单模工作,所以本文提出了通过使用特性阻抗法和介质加载法对加载了光子晶体后的谐振腔结构进行改进,研究表明,第一种方法中电子注通道位置的改变对杂模的特性阻抗影响较大,合理地选择电子注通道的位置可以有效地减小杂模的特性阻抗,因此,特性阻抗法利用选择不同的电子注通道位置可以抑制模式竞争,但是这时,杂模和工作模式仍然一起处于光子晶体禁带中,杂模依旧没有被滤除,在第一种方法的基础上进行改进,在此基础上提出了介质加载,使原本处于禁带的杂模的频率改变,调整到通带频率范围内,禁带内只剩下工作模式,这样就可以彻底滤除杂模,更加有效地抑制模式竞争,从而得到了一个采用高次工作模式的新型谐振腔,并且该结构实现了高次模式的单模工作.本文为解决传统光子晶体加载矩形谐振腔中的模式竞争问题提出了有效的新方法.

附录 A

在这里,给出由平面波展开法^[13,44]推导出的 E 极化情况时的本征方程. E 极化时电场、磁场有以下形式:

$$E(x, t) = (0, 0, E_z(x, y | w)) \exp(-i\omega t), \quad (A1)$$

$$H(x, t) = (H_x(x, y | w), H_y(x, y | w), 0) \exp(-i\omega t), \quad (A2)$$

Maxwell 方程组对于三个非零场 (H_x, H_y, E_z) 有以下关系:

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = -\frac{i\omega}{c} \epsilon(x_{||}) E_z, \quad (A3)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial x} = -\frac{i\omega}{c} H_y, \quad (A4)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} = \frac{i\omega}{c} H_x. \quad (A5)$$

通过以上方程我们消去 H_x 和 H_y , 得到一个关于 E_z 的方程:

$$\frac{1}{\epsilon(x_{||})} \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right] E_z + \frac{\omega^2}{c^2} E_z = 0. \quad (A6)$$

为了解这个方程将 $E_z(x_{||} | w)$ 写成如下公式:

$$E_z(x_{||} | w) = \sum_{G_{||}} B(k_{||} | G_{||}) \exp(i k_{||} + G_{||}) x_{||}. \quad (A7)$$

根据以上公式可得到 (1) 式中的 E 极化波的本征方程

$$\sum_{G'_{||}} |k_{||} + G_{||}| \hat{k} (G_{||} - G'_{||}) |k_{||} + G'_{||}| \alpha(k_{||} | G'_{||}) = \frac{\omega^2}{c^2} \alpha(k_{||} | G_{||}).$$

其中 $k_{||} = k_x e_x + k_y e_y$, $G_{||} = \frac{2m\pi}{a} e_x + \frac{2n\pi}{b} e_y$, $G'_{||} = \frac{2m'\pi}{a} e_x + \frac{2n'\pi}{b} e_y$, $\hat{k} (G_{||} - G'_{||})$ 为傅里叶展开系数, $A(k_{||} | G'_{||})$, $\alpha(k_{||} | G'_{||})$ 为列向量, $k_{||}$ 为波矢.

- [1] Komfner R 1946 *Wireless World* **52** 369
- [2] Liao F J 1999 *Vacuum Electronics Technology* **4** (in Chinese) [廖复疆 1999 真空电子技术 **4** (1)]
- [3] Mosallaei H , Rahmat-Samii Y 2003 *IEEE AP* **51** 549
- [4] Xu A , Wang W X , Wei Y Y , Gong Y B 2009 *Chinese Physics B* **18** 810
- [5] Foreman E E , Smith M C 1999 *IEEE MTT-S Digest* 333
- [6] Mark Basten , David Whaley , Joseph Duthie , Vernon Heinen , Kenneth Kreischer , Jack Tucek , Al Ferek , Frank Trimble , and Bart Gannon 2002 *IEEE MTT-S Digest* **37** 629
- [7] Allen Katz , Robert Gray 2003 *IEEE MTT-S Digest* 335
- [8] Pendry J B 1993 *J. Mod. Optics* **41** 209
- [9] Lin S Y , Hietala V M , Wang L 1996 *Opt. Lett.* **21** 1771
- [10] Xu A , Wang W X , Wei Y Y , Gong Y B 2009 *Chinese Physics B* **18** 1270
- [11] Yin H R , Gong Y B , Wei Y Y 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 1590 (in Chinese) [殷海荣、宫玉彬、魏彦玉 2007 物理学报 **56** 1590]
- [12] Yin H R , Gong Y B , Wei Y Y 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 3562 (in Chinese) [殷海荣、宫玉彬、魏彦玉 2008 物理学报 **57** 3562]
- [13] Lu Z G , Gong Y B , Wei Y Y , Wang W X 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 3590 (in Chinese) [路志刚、宫玉彬、魏彦玉、王文祥 2006 物理学报 **55** 3590]
- [14] Shen L F , He S L , Wu L 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 4310 (in Chinese) [沈林放、何赛灵、吴良 2002 物理学报 **51** 4310]
- [15] Wang Z Y 2003 *Microwave Technology Foundation* (Beijing : Peking University Press) p180 (in Chinese) [王子宇 2003 微波技术基础 (北京 : 北京大学出版社) 第 180 页]
- [16] Glenn Scheitrum. Stanford Linear Accelerator Center
- [17] Liao C E 2003 *Microwave Technology Foundation* (Xi'an : Xidian University Press) p244 (in Chinese) [廖承恩 2003 微波技术基础 (西安 : 西安电子科技大学出版社) 第 244 页]

An effective method for suppressing the mode competition in a rectangular cavity loaded with photonic crystals^{*}

Liu Yang[†] Gong Hua-Rong Wei Yan-Yu Gong Yu-Bin Wang Wen-Xiang Liao Fu-Jiang

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

(Received 19 February 2009 ; revised manuscript received 14 April 2009)

Abstract

In this paper , the photonic crystal loaded rectangular resonant cavity is studied. Because the conventional way cannot ensure single-mode operation in the cavity when operated with higher-order modes , characteristic impedance method and perturbation method are employed to change the structure of the conventional photonic crystals cavity. The improved cavity that can work with a single higher-order mode is realized. On this basis , the conventional photonic crystal shielded cavity , which can work with a mode of TM_{530} , is reformed by the new method. The new structures are analyzed by using analytical methods and HFSS. The physical reasons of these methods solving the problem of mode competition are also analyzed. The investigation reveals that the method can effectively suppress mode competition and realize single-mode operation in the cavity when operated with higher-order modes.

Keywords : photonic crystals , cavity , mode competition , characteristic impedance

PACC : 7125P , 4270Q

^{*} Project supported by the State Key Program of the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60532010 and 60401005) the Science Foundation for Young Scientists of UESTC (Grant No. L08010401JX0672) , and the Doctorate Foundation for Teachers by the Ministry of Education , China (Grant No. 20070614041) .

[†] E-mail : liuyang8312@gmail.com