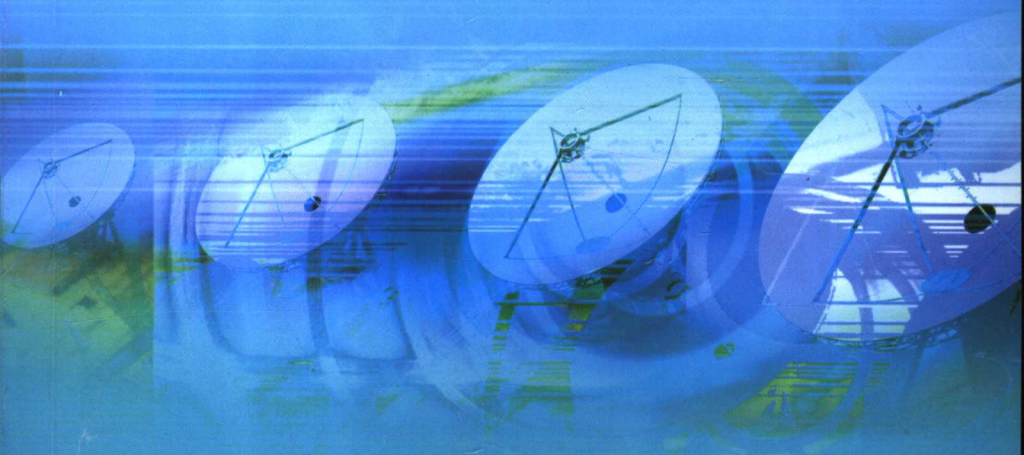


微波光子 晶体天线技术

付云起 袁乃昌 温熙森 编著



国防工业出版社

National Defense Industry Press

微波光子晶体天线技术

付云起 袁乃昌 温熙森 编著

国防工业出版社

·北京·

图书在版编目(CIP)数据

微波光子晶体天线技术/付云起,袁乃昌,温熙森编著:
—北京:国防工业出版社,2006.5
ISBN 7-118-04497-0

I. 微... II. ①付...②袁...③温... III. 光学晶体—
应用—微波天线—研究 IV. TN822

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2006)第 031070 号

※

国防工业出版社 出版发行

(北京市海淀区紫竹院南路 23 号 邮政编码 100044)

京南印刷厂印刷

新华书店经售

*

开本 850×1168 1/32 印张 6¼ 字数 159 千字

2006 年 5 月第 1 版第 1 次印刷 印数 1—3000 册 定价 16.00 元

(本书如有印装错误,我社负责调换)

国防书店:(010)68428422

发行邮购:(010)68414474

发行传真:(010)68411535

发行业务:(010)68472764

前 言

光子晶体的研究涵盖光学、微波、声波多个学科,研究方向广泛。微波光子晶体作为一种新型的人工电磁材料具有独特的性能(诸如频率带隙等),目前已广泛用于微波电路、天线的设计,并且已经取得了很多令人振奋的研究成果。利用光子晶体结构设计天线,可以显著改善天线的指标,甚至发展新的天线设计思想。本书立足于编者近年来的科研成果,同时也综合了国内外的一些研究进展,介绍微波光子晶体天线基本原理和技术,供国内同行参考。光子晶体在微波频段也称为电磁带隙结构,为了叙述时语句的流畅,在本书中仍然采用“光子晶体”这一术语。

全书共分为5章:第1章介绍微波光子晶体的概念、基本结构、特性;第2章介绍基于光子晶体同相反射特性的低剖面天线;第3章阐述利用光子晶体抑制表面波,介绍了几种天线的设计,包括微带天线、口径天线等;第4章主要介绍利用光子晶体来设计相控阵天线,天线形式包括微带天线、波导端头缝隙线、波导开口天线等;第5章介绍光子晶体缺陷天线。

本书第1章由付云起、袁乃昌编写,第2章由高强编写,第3章、第4章、第5章由付云起编写,袁乃昌教授和温熙森教授对全书进行了审查。另外课题组张国华、闫敦豹、郑秋容等博士生对本书的编写做了大量的工作,在此表示衷心的感谢。光子晶体在天线中的应用方兴未艾,本书不可能覆盖所有内容。另外,由于作者水平所限,谬误不足之处在所难免,请专家和读者多多指正。

目 录

第 1 章 概述	1
1.1 光子晶体起源	1
1.2 光子晶体的物理基础	2
1.2.1 光子晶体的周期性描述	2
1.2.2 光子晶体中的 Maxwell 方程	3
1.2.3 Bloch-Floquet 原理	4
1.2.4 能带结构	5
1.3 微波光子晶体	6
1.3.1 微波光子晶体结构	7
1.3.2 微波光子晶体的分析方法	10
1.3.3 微波光子晶体的应用	11
第 2 章 低剖面光子晶体天线	14
2.1 复阻抗表面的反射	14
2.1.1 复阻抗表面的反射	14
2.1.2 金属表面的反射	16
2.1.3 褶皱表面的反射	17
2.2 高阻电磁表面的反射相位	17
2.2.1 高阻电磁表面	17
2.2.2 等效并联 LC 谐振电路	19
2.2.3 高阻电磁表面的表面阻抗和反射相位	21
2.2.4 反射相位的 FDTD 计算	23
2.2.5 人工磁导体	26
2.3 低剖面光子晶体天线	28
2.3.1 传统的偶极子天线	28

2.3.2	低剖面偶极子天线	31
2.3.3	低剖面螺旋天线	36
2.3.4	低剖面阿基米德天线	38
2.4	背腔耦合微带天线	40
2.4.1	耦合微带天线结构	40
2.4.2	带有人工磁导体的口径耦合天线	41
第3章	表面波抑制天线	47
3.1	天线中的表面波	47
3.1.1	不同介质分界面上的表面波	47
3.1.2	导体表面	49
3.1.3	敷有介质层的导体平面	50
3.1.4	表面波对天线性能的影响	51
3.2	微波光子晶体的带隙	54
3.2.1	带隙的方向性	54
3.2.2	表面波的带隙	58
3.2.3	天线中表面波的抑制	63
3.3	光子晶体微带天线	67
3.3.1	光子晶体微带天线结构	67
3.3.2	光子晶体微带天线设计	69
3.3.3	光子晶体口径耦合微带天线	76
3.3.4	光子晶体卫星导航接收天线	83
3.4	光子晶体口径天线	90
3.4.1	光子晶体波导缝隙天线	90
3.4.2	光子晶体圆波导开口天线	93
3.4.3	光子晶体圆波导介质天线	97
3.4.4	波导宽边缘隙天线阵列	98
第4章	光子晶体天线阵列	106
4.1	阵列天线中的互耦及扫描盲点	106
4.1.1	天线阵中的互耦	106
4.1.2	相控阵天线的扫描盲点	108

4.2	光子晶体抑制阵列天线中的互耦	111
4.2.1	微带天线间互耦	111
4.2.2	单脊波导缝隙阵列天线间互耦	116
4.3	光子晶体微带相控阵天线	117
4.3.1	天线结构	117
4.3.2	偶极子阵列	118
4.3.3	微带贴片阵列	119
4.4	波导端头缝隙相控阵	123
4.4.1	波导端头缝隙相控阵天线分析	123
4.4.2	光子晶体波导端头缝隙相控阵宽角阻抗匹配的 改善	128
4.5	圆波导介质相控阵	131
4.5.1	相控阵天线的有源单元方向图	132
4.5.2	线性阵列有源单元方向图的改善	137
4.5.3	平面阵列有源单元方向图的改善	142
4.5.4	光子晶体消除圆波导介质相控阵扫描盲点	146
第5章	高方向性光子晶体天线	152
5.1	光子晶体的缺陷	152
5.1.1	光子晶体的缺陷模式	153
5.1.2	光子晶体缺陷的频域特性	154
5.2	光子晶体缺陷天线	159
5.2.1	基本原理	159
5.2.2	典型天线结构	161
5.2.3	多频光子晶体缺陷天线	166
5.2.4	其它结构	175
5.3	光子晶体内源的辐射	176
参考文献	183

第 1 章 概 述

1.1 光子晶体起源

20 世纪初,人类在对半导体材料深入认识的基础上,发明了三极管以控制电子的运动,引起了电子学的重要革命;在新的合金技术和陶瓷技术的推动下,人们制造出了高温超导器件,它对当今世界科技的进步有着巨大的影响;它们的核心内容是如何控制电子的运动状态。20 世纪 80 年代后期,一个新的前沿科技开始展现在人们面前,那就是要控制光子的运动。1987 年,美国 Bell 实验室的 E. Yablonovitch 和 Princeton 大学的 S. John 分别在研究如何抑制自发辐射和无序电介质材料中的光子局域时,各自独立提出了光子晶体(Photonic Crystal)这一新概念。

光子晶体的概念提出十几年来,已经引起了世界各国研究机构的关注,相关的理论研究及应用探索成为世界各国科研工作者的研究热点。不少研究项目都直接涉及微波天线、红外探测、新型激光器等。自 1987 年至 90 年代初期的研究主要集中在光子晶体禁带的理论计算方面,光子晶体在实验和技术上的发展则是近十年来发生的。1997 年前后美国 MIT 完成了光子晶体波导和光子晶体微腔的制作。1999 年加州大学研究人员研制成功第一个光子晶体激光器,并且预言随着技术的进步,可以用光子晶体波导连接成百上千个这样的激光器,形成集成光路,应用在光通信和光速计算机领域。1999 年 12 月美国权威刊物《Science》评选出当年世界九大科技成果,光子晶体是其中之一。光子晶体也是 1999 年全世界科技领域中的六大热点之一。

研究光子晶体的结构及其与光子的相互作用具有物理和材料科学上的重要意义。通过研究光子晶体的形成条件,光波在光子晶体中的传播行为,不仅能对光波与物质的相互作用的基本知识有所了解,而且能够探索性地去寻找一类新型材料,这类材料将成为新型器件的物理基础。

1.2 光子晶体的物理基础

光子晶体具有频率带隙,频率落在带隙范围内的电磁波将不能传播,这可以从理论上加以解释。对光子晶体结构,将 Maxwell 方程重组为时谐电磁场分量的本征值问题,通过求解本征值,可以清楚地看到带隙现象。这里只对相关的物理概念和理论基础作简要介绍。

1.2.1 光子晶体的周期性描述

典型的光子晶体结构如图 1-1 所示。理想光子晶体是由相同的结构单元在空间周期重复而构成的,类似于固体物理中晶体的结构,故可以用固体物理中的空间点阵等概念来描述光子晶体的周期性。光子晶体的最小重复单元称为基元,理想光子晶体是由排列在 3 个基本平移矢量 $\{\hat{a}_1, \hat{a}_2, \hat{a}_3\}$ 所确定的空间点阵上的基元构成的,空间点阵的格矢为: $\mathbf{R} = m_1 \mathbf{a}_1 + m_2 \mathbf{a}_2 + m_3 \mathbf{a}_3$, 其中 m_1, m_2, m_3 为整数。光子晶体的周期性是通过组成光子晶体介

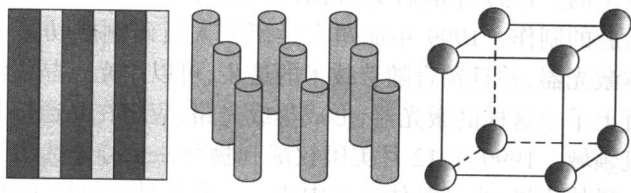


图 1-1 典型光子晶体结构

质材料的介电函数 $\epsilon(\mathbf{r})$ 的周期性体现的:

$$\hat{T}_{\mathbf{R}}\epsilon(\mathbf{r}) = \epsilon(\mathbf{r} + \mathbf{R}) = \epsilon(\mathbf{r}) \quad (1-1)$$

式中, $\hat{T}_{\mathbf{R}}$ 代表位矢 \mathbf{r} 到 $\mathbf{r} + \mathbf{R}$ 的点阵平移算子。

具有如式(1-1)所示的周期性函数可以在 Fourier 空间中展开:

$$\epsilon(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{G}} \tilde{\epsilon}(\mathbf{G}) e^{i\mathbf{G}\cdot\mathbf{r}} \quad (1-2)$$

其中, Fourier 系数 $\tilde{\epsilon}(\mathbf{G})$ 可以看作定义在 Fourier 空间(又称波矢空间, 记为 \mathbf{K}^3) 中的函数。由式(1-1)易得: $\mathbf{G}\cdot\mathbf{R} = 2n\pi$, 其中 n 为整数, 这表明 \mathbf{G} 构成 Fourier 空间中的周期点阵。Fourier 空间中的周期点阵称为晶体的倒易点阵(记为 \mathbf{B}), 其基矢和倒格矢为

$$\hat{\mathbf{b}}_i = 2\pi \frac{\hat{\mathbf{a}}_j \times \hat{\mathbf{a}}_k}{a_i \cdot \hat{\mathbf{a}}_j \times \hat{\mathbf{a}}_k} \quad i, j, k = 1, 2, 3$$

$$\mathbf{G} = l_1 \hat{\mathbf{b}}_1 + l_2 \hat{\mathbf{b}}_2 + l_3 \hat{\mathbf{b}}_3 \quad (1-3)$$

1.2.2 光子晶体中的 Maxwell 方程

在线性、各向同性、无耗的无源媒质中, 由 Maxwell 方程出发, 考虑时谐电磁场的情况, 在旋度方程中分别消去磁场和电场分量, 可以得到两个主方程:

$$\hat{\Theta}_E \mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\epsilon(\mathbf{r})} \nabla \times [\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r})] = \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{E}(\mathbf{r}) \quad (1-4)$$

$$\hat{\Theta}_H \mathbf{H}(\mathbf{r}) = \nabla \times \left[\frac{1}{\epsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) \right] = \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{H}(\mathbf{r}) \quad (1-5)$$

式中, $c = 1/\mu_0\epsilon_0$ 是自由空间中的光速。这样 Maxwell 方程就变为本征值问题, $\frac{\omega^2}{c^2}$ 就是本征值。可以证明, $\hat{\Theta}_H$ 是正定的厄米算子, 其本征值是非负实数, 并且存在完备的正交本征函数系, 而 $\hat{\Theta}_E$ 不是厄米算子。

1.2.3 Bloch - Floquet 原理

光子晶体的周期性可以用周期平移算子 \hat{T}_R 来表征, 如式 (1-1) 所示。 \hat{T}_R 的本征值为

$$t_k = \exp(ik \cdot R) \quad (1-6)$$

式中, k 是波矢量, 属于此本征值的本征函数为 $f_k(r) = f_0 e^{ik \cdot r}$, 其中 f_0 为归一化系数。在光子晶体中, 由于 $\epsilon(r)$ 具有如式 (1-1) 所示的周期性, 则 $\hat{\mathcal{O}}_H$ 与 \hat{T}_R 互易, 从而具有共同的本征函数, 且这些共同本征函数组成完备系。因此, 方程 (1-5) 的通解可以用 \hat{T}_R 的本征函数的线性组合来表示:

$$H_k(r) = \sum_{G \in B} c(k+G) e^{i(k+G) \cdot r} \triangleq u_k(r) e^{ik \cdot r} \quad (1-7)$$

式中, G 为倒格矢, 求和遍及整个倒易点阵。 $u_k(r)$ 在 \hat{T}_R 作用下不变。这就是 Bloch - Floquet 原理的表现形式。

由式 (1-7) 可见, 如果在 k 上叠加一个倒格矢 $G: k' = k + G$, 求和结果不变, 即不同的波矢 k 对应于相同的本征函数。根据这个性质, 波矢空间可以分割为等价的 $[k]$ 类群, 矢量 k 和 k' 如果满足 $\{(k, k') \in (K^3, K^3): (k - k') = G \in B\}$, 则它们对应于相同的 $H_k(r)$, 就可以认为它们是等价的。选择一组 $[k]$ 中的某一个矢量作为这一类群的代表, 称为 Bloch 矢量。Bloch 矢量的选择不是唯一的, 通常都是选择其中模值最小的单元, 它们的集合称为第一布里渊区 (BZ), 或简约布里渊区:

$$BZ = \{k \in K^3: |k| = \min_{z \in [k]} |z|\} \quad (1-8)$$

依照式 (1-8) 的定义, 在倒易空间中用垂直于基矢的平面并且以距原点 $|b_i|/2$ 的长度所切割围成的区域, 称为简约布里渊区。图 1-2 中给出的就是图 1-1 中一维、二维、三维光子晶体结构的简约布里渊区。

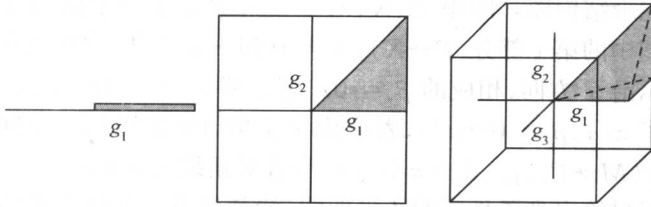


图 1-2 光子晶体的布里渊区:一维(左),二维(中),三维(右)
(粗线代表基矢,灰色区域代表简约布里渊区)

1.2.4 能带结构

主方程的本征函数可以通过 Bloch 矢量来分类, Bloch 矢量也可以用来标记相应的本征值 $\frac{\omega^2}{c^2}$, $\omega = \omega(\mathbf{k})$ 为能量谱。考虑到周期边界条件,则光子在介电性质周期变化的光子晶体中的运动类似于电子在周期势场中的运动,从而导致能量谱的离散化。光子晶体中的模式将是一组连续函数 $\omega_n(\mathbf{k})$, n 对应着能带的系数。这个函数所包含的信息就是光子晶体的能带结构。相应的,本征场为

$$\mathbf{H}_{\mathbf{k},n}(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{G} \in \mathbf{B}} c_n(\mathbf{k} + \mathbf{G}) e^{j(\mathbf{k} + \mathbf{G}) \cdot \mathbf{r}} = e^{j\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} \mathbf{u}_{\mathbf{k},n}(\mathbf{r}) \quad (1-9)$$

如果光子晶体除了平移对称性外还有其它对称性,则能谱 $\omega(\mathbf{k})$ 能够进一步简化。例如,时间反演不变性导致 $\omega_n(\mathbf{k}) = \omega_n(-\mathbf{k})$, 这意味着计算能带结构时,可以将布里渊区缩简为仅包含非负的 Bloch 矢量。与布里渊区的内部点相比,边界点对应着更高的对称性。可以证明,在高对称性点处, $\omega(\mathbf{k})$ 取方向极值。因此,在实际计算中,只对简约布里渊区的边界点进行计算,内部点的解将限于边界点解的曲线所确定的频率范围内。

基于上述理论,采用一定的数值方法,比如平面波法,就可以计算出光子晶体的能带结构。图 1-3 中给出的就是二维光子晶

体的能带结构图。图中 Γ 、 X 、 M 3 个点决定了一个简约布里渊区。图中的第 1 部分($\Gamma \rightarrow X$), β_x 从 0 到 π/a 变化,也就是在阵列中表示沿 x 方向,相应的 $\beta_y = 0$ 。第 2 部分($X \rightarrow M$), β_x 已经变化到了 π/a , $\beta_y = 0 \rightarrow \pi/a$,表示从 x 方向开始的范围的空间。第 3 部分($M \rightarrow \Gamma$), $\beta_x, \beta_y = \pi/a \rightarrow 0$,沿着对角线的方向(45°)。这样就可以描绘出光子晶体的能带曲线,清楚地看到其频率带隙所在的位置。

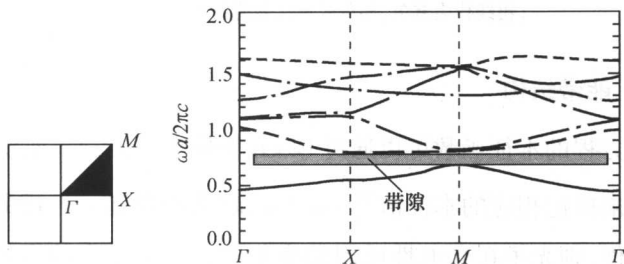


图 1-3 二维光子晶体的能带结构图

1.3 微波光子晶体

光子晶体最初是在光学领域提出的,但是光学波段的尺度很小,加工工艺要求高,所以人工制作光子晶体存在一定的困难。由于微波频段和光波都属于电磁波谱,共同遵从于 Maxwell 方程,所以这种周期性通过缩比关系扩展到了微波频段,进而加工上的难题不复存在。微波频段从理论、制备到实验测试都有相当成熟的技术和仪器设备,所以光子晶体在微波频段的研究快速开展起来,并且不断获得新的成果。微波光子晶体相关理论及应用研究已经成了一个重要方向,并且出现了一些新的专门用于微波频段的术语:如微波光子晶体 (Microwave Photonic Crystal)、电磁晶体 (Electromagnetic Crystal)、光子带隙结构 (PBG, Photonic Bandgap) 电磁带隙结构 (EBG, Electromagnetic Bandgap) 等。在本书中,为

了叙述上语句的流畅,仍然采用了光子晶体这一术语,如不特别指出,都是处于微波频段的尺度。

1.3.1 微波光子晶体结构

微波光子晶体按照周期性可分为一维、二维和三维结构,点阵结构可以是简单立方、面心立方、体心立方或密排六方结构。一般来说,维数越高、尺寸越小、点阵结构越复杂,其计算、制备的难度也越大。如果按材料构成来分,可以由介质、金属或者是介质与金属混合构成。典型的结构如图 1-1 所示,构成材料可以是介质,也可以是金属。在微波频段,这种理想的一维和二维结构比较少,通常都是在某个方向或某两个方向具有周期性,而在其它的方向是有限结构,但是还是按照周期性把它们划分为一维、二维结构。至于三维结构,无论从理论分析、制备到测试,相对来说都要复杂得多。微波光子晶体结构可以是建立在自由空间中,也可以建立在某种媒质载体上,比较多的是把微带基片作为载体,因为微带结构的微波器件被广泛应用,也使得在微带结构上设计光子晶体成为研究中的重点。

1990 年 Yablonovitch 等制作出第一个具有全方位禁带的光子晶体,频率带隙为 10GHz~13GHz。此光子晶体是加工在介质层上的,在一个面上孔洞按三角栅格周期排列,每个孔洞都穿透 3 次,每一次都偏离法向 35° ,在水平面内则以 120° 三等分。制作出的结构如图 1-4 所示,这是完全由介质构成的微波光子晶体结构。同年,美国 Iowa 州立大学 Ames 实验室的研究人员则第一次从理论上证实了金刚石结构的光子晶体频率带隙的存在。Marc 等提出了弯曲的光子晶体结构,如图 1-5 所示。此结构被用作天线反射器,与金属反射器相比,它将产生更高的增益和波束带宽特性。

除了单纯由介质构成的光子晶体,还有由金属构成的光子晶体。金属杆按照一定的点阵排列起来,可以形成二维金属微波光子晶体。此种光子晶体由于采用了金属杆作为周期单元,频率禁

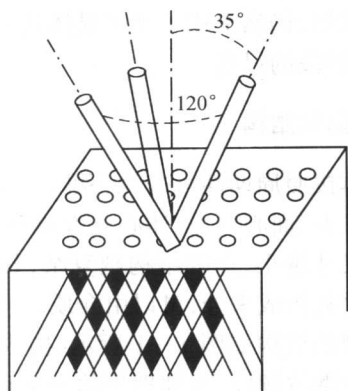


图 1-4 Yablonovitch 首次加工成功的光子晶体结构

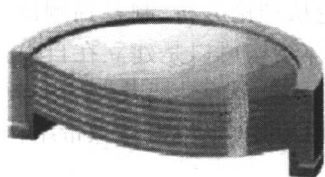


图 1-5 Marc 等设计的弯曲光子晶体 7 层结构

带可以从很低的频率(甚至零频)开始,带隙很宽。

上面所提到的微波光子晶体结构都是建立在空气中的,光子晶体也可以建立在某种媒质上,比如微带基片。实际上很多具有应用价值的光子晶体结构都是针对微带结构设计的,因为微带电路和微带天线应用极为广泛。在微带介质层中打孔(不包含接地板),按某种点阵结构周期排列,可以形成光子晶体结构,如图1-6所示。这种光子晶体结构的周期通常也满足 Bragg 条件,所以其尺寸相对比较大。

金属型光子晶体或者介质型光子晶体的带隙特性比较好,但是它们的体积大,不适合实际应用。金属—电介质型光子晶体很快成为研究的热点,它可以有效地减小光子晶体的体积和重量。

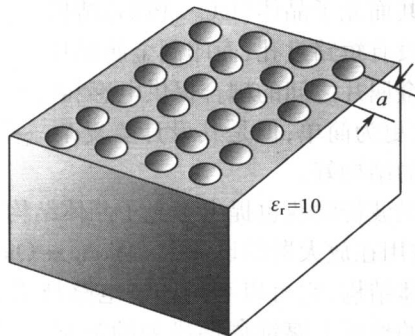


图 1-6 在介质基板中穿孔形成光子晶体结构

金属—电介质型光子晶体利用金属形成的等效电感、电容与介质材料介电常数来调节带隙的频率位置,所以禁带频率与光子晶体的周期尺寸可以不受 Bragg 条件的限制,实现小尺寸的光子晶体,具有很好的实用价值。一种 Mushroom 光子晶体结构被提出,它是制作在普通的微带基片上的。微带介质的一侧印制有周期排列的金属片,并且通过短路过孔和另一侧的地板相连,如图 1-7 所示的两层结构,还有 3 层结构,要复杂得多。其频率带隙可以设计在微波、毫米波或者射频范围。此双层结构的尺寸可以达到波长的 $1/10$,相对前面提到的金属或者介质型光子晶体,其整体结构相当紧凑。所以这种光子晶体结构很快受到重视,有关其理论、应用研究方面的论文在接下来的几年内猛增。

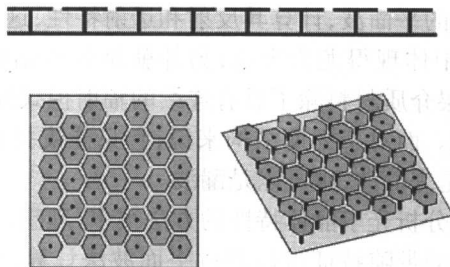


图 1-7 Mushroom 微波光子晶体结构

还有一种共面光子晶体(UC-PBG)结构,与 Mushroom 结构不同之处在于没有短路过孔,而印制金属贴片的形状要复杂得多,其本质就是靠金属片之间的耦合提供电感和电容。这种结构不必打孔,加工工艺更为简单,但是其设计要复杂一些,同时其带隙特性也没有上面的结构好。

另外针对微波传输线也提出了光子晶体结构。首先是介质穿孔结构,并且被用在放大器的设计中。Yongxi Qian 提出一种底板蚀刻的光子晶体结构,它可以利用印制电路技术实现,设计简单,就是在微带线的地板上腐蚀周期排列的空洞,主要沿着微带传输方向,在横向上可以只要一排就可以有很好的效果。

1.3.2 微波光子晶体的分析方法

微波光子晶体的理论分析在光子晶体的研究中起到关键的作用。光子晶体最根本的特性是频率带隙,而频率带隙可以通过其能带结构来描述(一般用于无限大的理想光子晶体结构),也可以通过传输特性来描述(一般针对于有限结构或器件)。无论是哪一种情况,对光子晶体先期进行理论分析,了解其带隙特性与各种参数之间的关系,不仅可以帮助深入理解光子晶体的带隙形成机理,而且对于光子晶体以及各种微波光子晶体器件的设计也可以提供理论支持。

微波光子晶体从其描述上来看是一种周期结构,而对于周期结构的分析,一般分为两个方面:一是研究其平面波响应,也就是对于一个人射的平面波,计算其反射和透射特性,这在分析频率选择表面(FSS)中体现得尤为突出;另外就是分析结构的电磁模式特性,比如一层介质材料除了具有连续的辐射模式外,还支持离散的表面波模式。而对于周期结构来说,它只能支持离散的空间模式,它们可以是表面波,也可以是漏波。

目前用来分析光子晶体特性的方法很多,理想的一维、二维或三维光子晶体的带隙特征可以通过平面波法计算,规整的有限结构也可以采用传输矩阵法来计算。由于微波频段波长较长,在光