

介质覆盖对高阻表面带隙的影响*

郑秋容 付云起 林宝勤 袁乃昌

(国防科学技术大学电子科学与工程学院,长沙 410073)

(2005 年 12 月 31 日收到 2006 年 2 月 12 日收到修改稿)

采用周期矩量法对介质覆盖的高阻表面进行数值分析,绘出其能带结构图,并测试高阻表面加载不同介质时的表面波带隙,对理论分析的结果进行验证,为介质覆盖的高阻表面的设计提供参考.

关键词:光子带隙,周期结构,覆盖层,高阻表面

PACC:4270Q,8440

1. 引言

光子晶体^[1](photonic crystal)是一种介质材料在另一种介质材料中周期排列所组成的特殊结构,其特点是能够产生光子带隙(PBG),能够阻止特定频段的电磁波的传播,已被广泛应用于微波电路和天线领域:用于改善天线辐射性能^[2-4],增加功率放大器的效率和输出功率^[5],宽带吸收器和频率选择表面,雷达以及天线的防辐射罩^[6]等.微波光子晶体能够有效地抑制表面波的传播^[7],抑制谐波,提高电磁兼容性,减小微波设备之间的耦合^[8,9].

但在实际的微波系统中,微波电路或天线的表面往往要加一层防护罩以防止风、雨、雪的破坏以及电磁波的干扰.另外还要考虑的情况是,如果没有防护罩或者防护罩的介电常数接近于空气,那么落在外表面的雨雪等杂物也可以看成是一层介质.在这些情况下,所设计的光子晶体结构的性能可能会受到影响.通常的罩子都是与系统表面共形,比如柱形或球形,也有的是平板.但目前尚无公开技术资料涉及研究介质覆盖对光子带隙的影响,因此分析介质覆盖对高阻表面带隙的影响具有重要意义.如果覆盖层对 PBG 高阻表面带隙特性具有较大影响的话,那么设计的系统可能会由于频率带隙的压缩甚至消失而无法工作.

本文研究了介质覆盖对高阻表面带隙的影响,采用周期矩量法对几种不同厚度和不同介电常数的

介质覆盖的高阻表面结构进行数值计算,得出不同介质覆盖后的 PBG 结构能带图,并制作了实验样品进行测试,取得了较好的一致性.

2. 计算方法

文中研究的平面微波光子晶体结构如图 1 所示,覆盖的介质层厚度为 h_2 ,相对介电常数为 ϵ_{r2} .可采用周期矩量法进行数值计算,因为该方法是一种收敛较快且精确的全波分析方法.周期单元印制在厚度为 h_1 ,相对介电常数为 ϵ_{r1} 的介质上.对于具有介质覆盖的高阻表面结构单元由于过孔的存在必须考虑垂直方向电流.

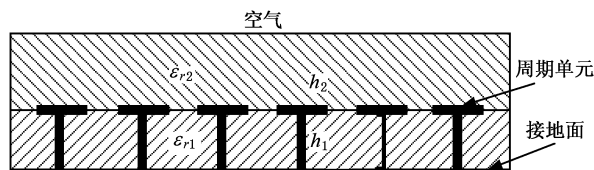


图 1 平面微波光子晶体模型示意图

对于无限大的周期阵列,微带介质上的沿 q 方向的单位理想电流元(假设位于 (x_0, y_0))产生的位于 $(x, y)_p$ 方向的电场即周期格林函数为^[10]

$$\bar{G}_{pq}(x, y) = \frac{-jZ_0}{k_0 ab} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \bar{Q}(k_x, k_y) \times e^{jk_x(x-x_0)} e^{jk_y(y-y_0)}, \quad (1)$$

其中 (p, q) 分别表示 x, y (m, n) 为选取的 Floquet

* 国家安全重大基础研究计划(批准号 51307)资助的课题.

模式数目 k_x 和 k_y 是由扫描角决定的 Floquet 传播常数. a 和 b 分别为沿 x 轴和 y 轴方向的周期长度, k_0 和 z_0 分别为自由空间的传播常数和波阻抗. 这里采用的周期格林函数由谱域导抗法得到, 其优点在于很容易扩展到多层结构. 二阶并矢量 \bar{Q} 为^[11]

$$\bar{Q} = \hat{x}Q_{xx}\hat{x} + \hat{x}Q_{xy}\hat{y} + \hat{x}Q_{xz}\hat{z} + \hat{y}Q_{yx}\hat{x} + \hat{y}Q_{yy}\hat{y} + \hat{y}Q_{yz}\hat{z} + \hat{z}Q_{zx}\hat{x} + \hat{z}Q_{zy}\hat{y} + \hat{z}Q_{zz}\hat{z}, \quad (2)$$

在金属表面上, 电场的切向分量为零, 因此

$$\begin{aligned} \bar{T} \cdot \mathbf{E}^{inc} &= -\bar{T} \cdot \mathbf{E}^{scat} \\ &= -\bar{T} \cdot \iint \bar{G} \cdot \mathbf{J} d_s, \end{aligned} \quad (3)$$

其中 \bar{T} 是二阶并矢格林函数的切向分量. \mathbf{J} 为展开电流项.

2.1. 附着模电流展开

对于图 1 中的高阻表面型的光子晶体结构, 采用全域基函数和附着模展开电流项可使矩量法快速收敛^[10]. 覆盖层上没有表面电流. 每一个附着模电流展开函数都是通过解决一个与光子晶体单元等效的四周为磁壁、上下表面为电壁的腔体当中由线电流源激励时所产生的 Sturm-Liouville 问题而得到的. 在贴片与过孔上的附着模电流分布为

$$\mathbf{J}^a = \sum_i I_i (\mathbf{J}_{ap} + \mathbf{J}_{az}), \quad (4)$$

其中

$$\begin{aligned} \mathbf{J}_i^{ap} &= \hat{x} \sum_n \frac{d_n}{\beta_n} \sin\left[\frac{n\pi}{L}(x - xc + l/2)\right] (-1)^n f(y) \\ &+ \hat{y} \sum_n \frac{c_n}{\beta_n} \sin\left[\frac{n\pi}{W}(y - yc + W/2)\right] \\ &\times (-1)^n f(x), \end{aligned} \quad (5)$$

$$\mathbf{J}_i^{az} = \hat{z} \cos \frac{i\pi z}{h} \quad i = 0, 1, \dots, MNA - 1, \quad (6)$$

其中 MNA 代表附着模模式数. xc 和 yc 代表每个贴片的中心坐标. W 和 L 分别表示光子晶体单元的宽度和长度.

$$c_n = \frac{2}{W} \frac{\left(\sin\left(\frac{n\pi}{W} \frac{W + \Delta y}{2}\right) - \sin\left(\frac{n\pi}{W} \frac{W - \Delta y}{2}\right) \right)}{\beta_n \sin(\beta_n L)}, \quad (7)$$

$$d_n = \frac{2}{L} \frac{\left(\sin\left(\frac{n\pi}{L} \frac{L + \Delta x}{2}\right) - \sin\left(\frac{n\pi}{L} \frac{L - \Delta x}{2}\right) \right)}{\beta_n \sin(\beta_n W)}, \quad (8)$$

$$\beta_n^2 = k^2 - \left(\frac{n\pi}{W}\right)^2 - \left(\frac{i\pi}{h}\right)^2, \quad (9)$$

$f(x)$ 和 $f(y)$ 的表达式见附录(A1)和(A2)式.

2.2. 贴片上的全域电流展开

贴片上的电流展开采用全域基展开, 表达式如下:

$$\begin{aligned} \mathbf{J}^{px} &= \hat{x} \sum_p \sum_q I_{pq} \frac{p\pi}{L} \sin \frac{p\pi(x - xc + L/2)}{L} \\ &\times \cos \frac{q\pi(y - yc + W/2)}{W}, \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{J}^{py} &= \hat{y} \sum_p \sum_q I_{pq} \frac{q\pi}{W} \sin \frac{p\pi(x - xc + L/2)}{L} \\ &\times \cos \frac{q\pi(y - yc + W/2)}{W}, \end{aligned} \quad (11)$$

$$p = 0, 1, \dots, IP; q = 0, 1, \dots, JQ; ip = q = 0 \quad (12)$$

除外.

然后对方程(3)采用伽略金法, 按照矩量法的工作程序可以得到矩阵方程

$$\begin{bmatrix} Z^{aa} & Z^{ap} \\ Z^{pa} & Z^{pp} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I^a \\ I^p \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (13)$$

矩阵中 a 代表附着模电流基函数, p 代表光子晶体方形贴片上的全域基函数. 要使这个奇异方程有解, 必须使得矩阵行列式为零, 即 $\det|Z| = 0$. 求解满足 $\det|Z| = 0$ 的 k_x 和 k_y , 就可以得到本周期的传播特征谱.

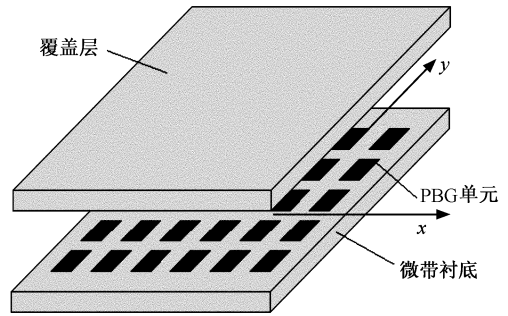


图 2 介质层覆盖光子晶体结构图

3. 数值计算与测试结果

3.1. Sievenpiper 单元

首先研究方形 Sievenpiper 光子晶体(如图 2)表面有介质层覆盖时其带隙的变化. 其参数为: 周期 $a = b = 10.2\text{mm}$, 边长 $W = 10\text{mm}$, 厚度 $h_1 = 3\text{mm}$, $\epsilon_r =$

3.5 过孔半径为 $r = 0.5\text{mm}$. 先研究光子晶体在同种介质不同厚度的介质层覆盖的情况下, 其带隙的变化情况. 选取介质覆盖层具有相对较低的介电常数 $\epsilon_{r2} = 2.65$. 而厚度则选取了 1mm 和 4mm . 数值仿真的能带结构曲线如图 3 和图 4. 从数值仿真的结果来看, 光子晶体结构仍然具有完全频率带隙. 对于 1mm 厚的介质层覆盖, 带隙范围是从 2.76GHz 到 3.47GHz ; 对于 4mm 厚的介质层覆盖, 带隙范围是从 2.71GHz 到 3.39GHz . 光子晶体的带隙范围并没有发生明显的变化. 由此可见, 对于同一种介电常数的覆盖物, 随着厚度的增加, 带隙的低端压低了一些, 而带隙的高端也降低一些但并不明显. 两个尺寸分别为 $100\text{mm} \times 100\text{mm} \times 1\text{mm}$ 和 $100\text{mm} \times 100\text{mm} \times 4\text{mm}$ 的介质层被固定在光子晶体表面上, 测量结果如图 5. 可以看到, 一个低的能量接收区域仍然存在, 而 4mm 的介质层带隙与 1mm 的介质层带隙相比几乎没有什么变化. 频率低端大约降低 80MHz , 高端降低了约 30MHz . 因此对于同种介质覆盖层, 其厚度对带隙的影响并不明显. 这是由于对于同种介质覆盖层, 介电常数相同, 随着厚度的增加, 相邻贴片之间的电容保持不变, 因此带隙的中心频率和带隙的宽度都保持不变.

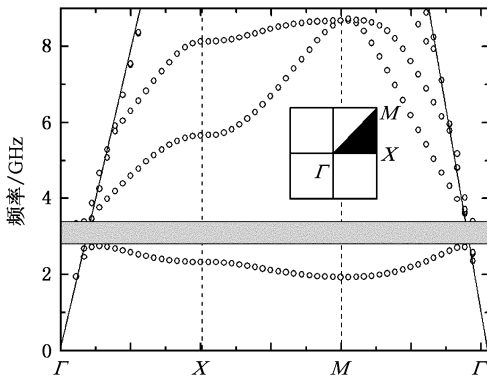


图 3 介质覆盖方形光子晶体的能带图 ($\epsilon_{r2} = 2.65$; $h_2 = 1\text{mm}$)

下面研究光子晶体在不同介电常数的覆盖层覆盖的情况下, 其带隙的变化情况. 选取介质覆盖层的介电常数 ϵ_{r2} 为 1 , 2.65 和 10.2 . 厚度均为 4mm . 数值仿真的能带结构曲线如图 6 和图 7. 从数值仿真的结果来看, 光子晶体结构仍然具有完全频率带隙. 对于 $\epsilon_{r2} = 1$ 介质覆盖层, 带隙范围是从 2.90GHz 到 3.71GHz ; 对于 $\epsilon_{r2} = 2.65$ 的介质覆盖层, 带隙范围是从 2.71GHz 到 3.39GHz ; 对于 $\epsilon_{r2} = 10.2$ 的介质覆盖层, 带隙范围是从 2.60GHz 到 3.03GHz . 测试结果如

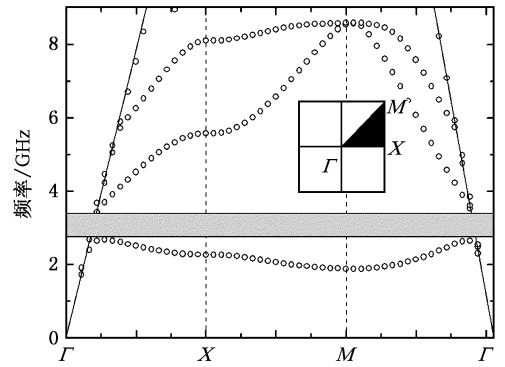


图 4 介质覆盖方形光子晶体的能带图 ($\epsilon_{r2} = 2.65$; $h_2 = 4\text{mm}$)

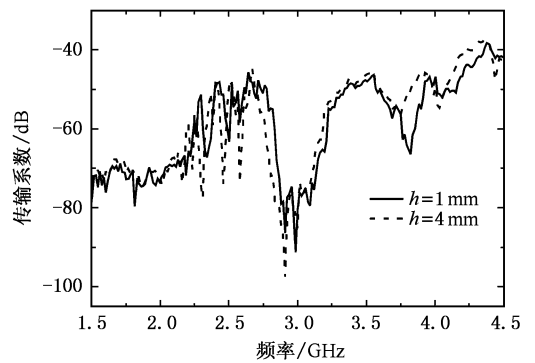


图 5 介质覆盖方形光子晶体的测试结果 ($\epsilon_{r2} = 2.65$; $h_2 = 1\text{mm}$ 和 $h_2 = 4\text{mm}$)

图 8 所示. 这和数值计算的结果还是有些误差的, 这可能是由于在光子晶体表面加上介质层时未能结合得很紧密, 导致中间留有空气. 由以上的数值仿真和测试结果可知, 随着介电常数的增加, 光子带隙的中心频率将向低频方向移动, 并且带隙变窄. 这是由于按照等效电路的观点, 随着介电常数的增加, 相邻贴片之间的等效电容变大, 因此光子带隙的中心频率向低频偏移, 带隙宽度变窄.

下面两个算例用高介电常数的材料作为覆盖层, $\epsilon_{r2} = 20$, 同样厚度选取 1mm 和 4mm 两种. 数值仿真结果在图 9、图 10 中给出. 对这两种结构, 没有观察到频率带隙的存在. 实验样品的测试结果如图 11, 观察不到明显的信号低接收区域. 所以当覆盖层材料的介电常数足够大时, 频率带隙将完全消失.

4. 结 论

本文对加载不同厚度和不同介电常数的介质覆盖的 PBG 结构的表面波带隙进行了数值计算和实

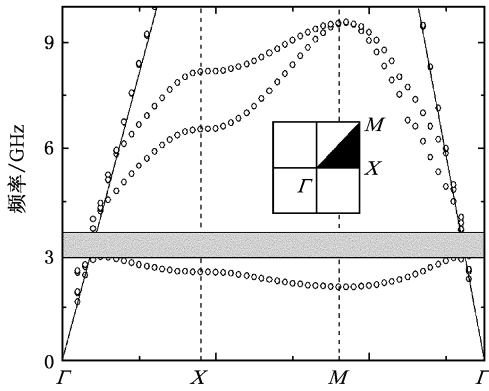


图 6 方形光子晶体能带图($\epsilon_r = 1 ; h_2 = 4\text{mm}$)

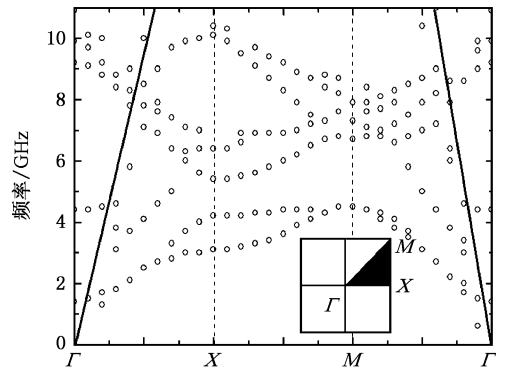


图 9 介质覆盖方形光子晶体的能带图($\epsilon_r = 20 ; h_2 = 1\text{mm}$)

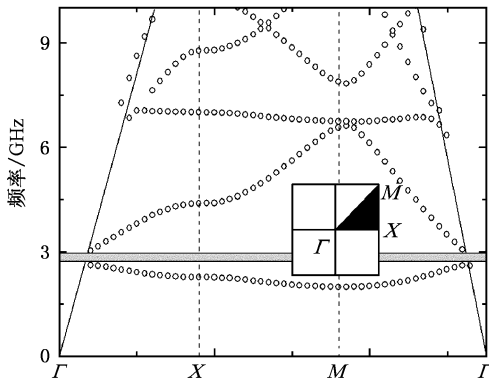


图 7 介质覆盖方形光子晶体的能带图($\epsilon_r = 10.2 ; h_2 = 4\text{mm}$)

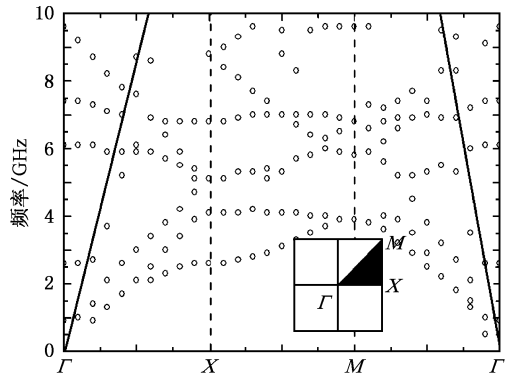


图 10 介质覆盖方形光子晶体的能带图($\epsilon_r = 20 ; h_2 = 4\text{mm}$)

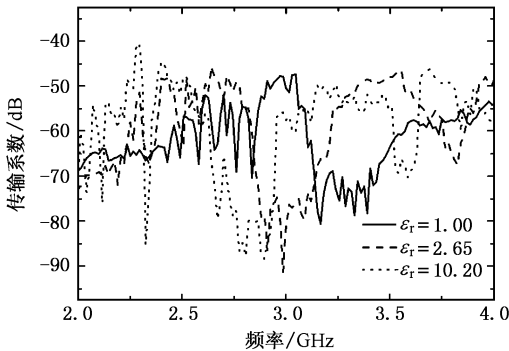


图 8 介质覆盖方形光子晶体的测试结果($\epsilon_r = 1, 2.65, 10.2 ; h_2 = 4\text{mm}$)

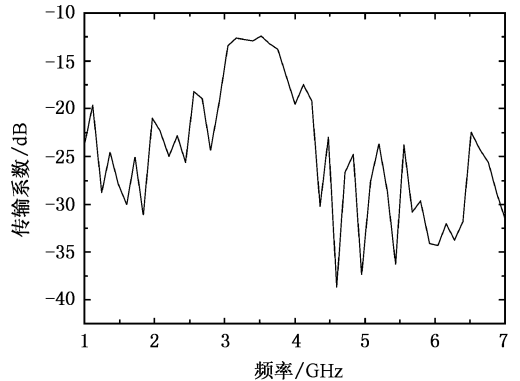


图 11 介质覆盖方形光子晶体的测试结果($\epsilon_r = 20 ; h_2 = 1\text{mm}$)

验研究.通过研究发现,覆盖层的厚度对带隙的影响没有介电常数明显.随着介电常数的增加,介质覆盖层会导致频率带隙的低端和高端向更低的频率偏移,高端的频率偏移会更明显一些,同时带隙被压缩.当覆盖层的材料为高介电常数时,带隙会变得更

窄甚至消失.因此,当PBG结构用于天线或者微波电路时,必须仔细考虑覆盖层的影响,否则可能使PBG失去带隙的作用.文中的数值计算和实验测试结果具有较好的一致性,可为设计PBG结构在微波电路和天线中的应用提供参考.



附录

$$f(x) = \begin{cases} \sin(\beta_n L) + \sin \frac{\beta_n(\Delta x - L)}{2} \left[\cos \frac{\beta_n(x - xc + L/2)}{2} + \cos \frac{\beta_n(x - xc - L/2)}{2} \right], & -\frac{\Delta x}{2} < x - xc < \frac{\Delta x}{2}, \\ \cos[\beta_n(x - xc + L/2)] \left[\sin \frac{\beta_n(\Delta x - L)}{2} + \sin \frac{\beta_n(\Delta x + L)}{2} \right], & x - xc < -\frac{\Delta x}{2}, \\ \cos[\beta_n(x - xc - L/2)] \left[\sin \frac{\beta_n(\Delta x + L)}{2} + \sin \frac{\beta_n(\Delta x - L)}{2} \right], & x - xc > \frac{\Delta x}{2}, \end{cases} \quad (A1)$$

$$f(y) = \begin{cases} \sin(\beta_n L) + \sin \frac{\beta_n(\Delta y - L)}{2} \left[\cos \frac{\beta_n(y - yc + L/2)}{2} + \cos \frac{\beta_n(y - yc - L/2)}{2} \right], & -\frac{\Delta y}{2} < y - yc < \frac{\Delta y}{2}, \\ \cos[\beta_n(y - yc + L/2)] \left[\sin \frac{\beta_n(\Delta y - L)}{2} + \sin \frac{\beta_n(\Delta y + L)}{2} \right], & y - yc < -\frac{\Delta y}{2}, \\ \cos[\beta_n(y - yc - L/2)] \left[\sin \frac{\beta_n(\Delta y + L)}{2} + \sin \frac{\beta_n(\Delta y - L)}{2} \right], & y - yc > \frac{\Delta y}{2}, \end{cases} \quad (A2)$$

-
- [1] Yablonovitch E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059
 [2] Qian Y, Coccioli R, Sievenpiper D, Radisic V, Yablonovitch E, Itoh T 1999 *Microwave J.* **42** 66
 [3] Zhang G H, Yuan N C, Fu Y Q, Zhu C 2005 *Chin. J. Microwave* **21** 31(in Chinese)[张国华、袁乃昌、付云起、朱 畅 2005 微波学报 **21** 31]
 [4] Coccioli R, Yang F R, Ma K P, Itoh T 1999 *IEEE Trans Microwave Theory Technol.* **47** 2123
 [5] Radisic V, Qian Y, Itoh T 1998 *IEEE Microwave Guided Wave Lett.* **8** 13
 [6] Gao Q, Fu Y Q, Yuan N C. 2005 *Microwave and Optical Technology Lett.* **5** 20
 [7] Lin B Q, Xu L J, Yuan N C 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 3711 (in Chinese)[林宝勤、徐利军、袁乃昌 2005 物理学报 **54** 3711]
 [8] Yang H Y D, Kim R, Jackson D R 2000 *IEEE Trans. Microwave Theor. Technol.* **48** 2233
 [9] Yang F, Ma K, Qian Y, Itoh T 1999 *IEEE Trans. Microwave Theor. Technol.* **47** 1509
 [10] Pozar D M, Schauberr D H 1984 *IEEE Trans Antennas Propagt.* **32** 1101
 [11] Aberle J T, Pozar D M 1989 *IEE Proc.* **136** 109

Impact of a cover layer to high impedance ground plane band-gap^{*}

Zheng Qiu-Rong Fu Yun-Qi Lin Bao-Qin Yuan Nai-Chang

(*School of Electronic Science and Engineering , NUDT , Changsha 410073 , China*)

(Received 31 December 2005 ; revised manuscript received 12 February 2006)

Abstract

In this paper a kind of high impedance substrate surface covered with different dielectric layer is analyzed by periodic moment method , their band-gap diagrams are described. Meanwhile , the propagating property of surface wave of the high impedance ground plane with different dielectric covering is tested , the results of theoretic analysis are validated. Our results can be helpful for the design of high impedance ground plane with a dielectric cover layer.

Keywords : photonic band-gap , periodic structure , cover layer , high impedance ground plane

PACC : 4270Q , 8440

^{*} Project supported by the Major Program for Basic Research of National Security , China (Grant No. 51307).