

支撑介质对平面型电磁带隙结构带隙特性的影响*

王 伟^{1)†} 曹祥玉¹⁾ 王 帅²⁾ 王 瑞³⁾ 郑秋容¹⁾

1) 空军工程大学电讯工程学院, 西安 710077)

2) 安徽合力股份有限公司装载机事业部研究所, 合肥 230601)

3) 西北大学信息科学与技术学院, 西安 710127)

(2008 年 10 月 23 日收到, 2008 年 11 月 20 日收到修改稿)

运用直线法对含有不同参数支撑介质的平面型电磁带隙(EBG)结构进行了分析. 概述了算法的实现过程, 使用周期边界条件隔离出一个结构单元作为计算区域, 并利用直线法得到了位函数在各层介质界面间的传输方程. 通过联立场分量与位函数的变换关系和界面处切向场分量的连续性条件, 建立了本征方程, 得到了表征该 EBG 结构表面波带隙的本征模频带图. 同时, 使用该方法对含有不同介电常数、不同厚度支撑介质的表面波带隙进行了计算. 通过对计算结果的分析, 得到了支撑介质对平面型 EBG 结构带隙特性影响的六条结论, 为平面型 EBG 结构的设计提供了参考.

关键词: 超媒质, 光子带隙, 周期结构, 表面波

PACC: 4270Q, 7820P

1. 引 言

近年来, 能以某种需要的方式控制电磁场传播特性或边界条件的超媒质(metamaterial)材料引起了人们越来越多地关注^[1-8]. 电磁带隙(electromagnetic band-gap, EBG)结构就是一种重要的超媒质材料. 它是一种由介质、金属或者其混合体组成的人工电磁材料, 自然界中并不天然存在. 这种人造媒质有着不同于天然媒质的特殊性能, 由于这些特殊的性能, 为人们改善微波器件性能^[9-15]、优化天线参数^[16-19]开辟了一个新的领域, 并且不断获得新的成果. 1999 年 12 月著名刊物《Science》评选出当年世界九大科技成果, 光子带隙(电磁带隙)就是其中之一^[20].

平面型 EBG 结构是近年来提出的一种特殊的 EBG 结构^[9]. 这种 EBG 所有的结构都在支撑介质的一个表面上制备, 具有制备简单, 成本低廉, 易于和微带导波系统、微带天线以及许多微波电路集成使用的优点. 因此, 该种类型的 EBG 结构, 是目前重点研究的 EBG 结构之一. 支撑介质(介质基板)是平面型 EBG 结构重要的组成部分, 为其提供一个支撑载体的作用. 因此, 研究支撑介质对平面型 EBG 结构

带隙特性的影响是非常有意义的. 本文以文献[21]和[22]中报道的两类典型的平面型 EBG 结构为研究对象, 主要研究了支撑介质材料相对介电常数、介质厚度对其表面波带隙的影响, 得到了一些重要结论, 对平面型 EBG 结构的工程应用提供了参考.

2. 分析方法

平面型 EBG 结构是一种周期性平面分层结构. 借鉴平面微带电路的直线法分析过程, 本文利用直线法建立了平面型 EBG 结构的分析模型^[23, 24]. 直线法是一种半数值、半解析的数学方法, 用这种方法分析平面型 EBG 结构, 不需选取电场基函数, 而且对计算空间不需全部离散, 与有限差分法、有限元等方法相比, 所需计算机存储单元少, 计算量小, 很适合分析 EBG 结构.

如图 1(a)所示, 平面型 EBG 结构一般由理想导体地平面, 支撑介质层和周期金属导带等三部分构成. 设金属导带单元周期为 a , 中心导带宽度为 w , 导带间的间隙为 g , 其他参数如图 1(b)所示. 设支撑介质厚度为 d , 相对介电常数为 ϵ_r .

分析时, 将这种平面型 EBG 结构看作平面分层

* 国家自然科学基金(批准号: 60671001)资助的课题.

† E-mail: wangweishaanxi@yahoo.com.cn

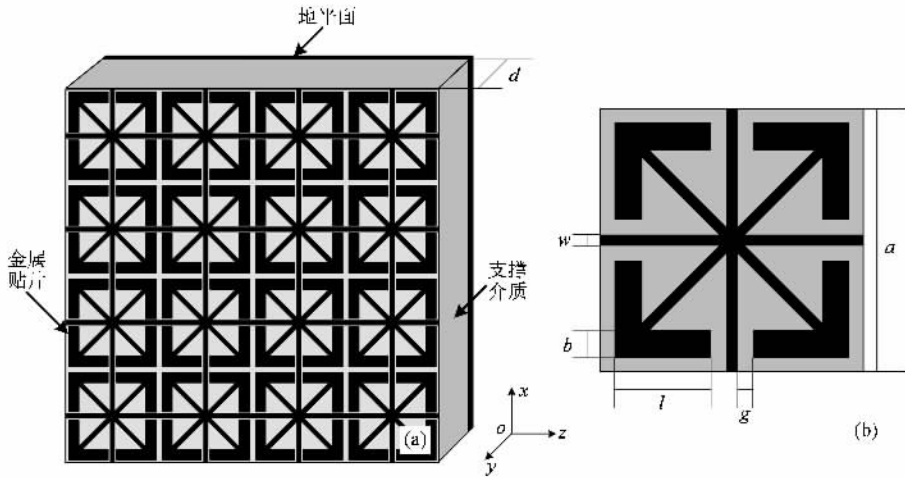


图 1 一种平面紧凑型 EBG 结构 (a)三维结构图 (b)单元结构图

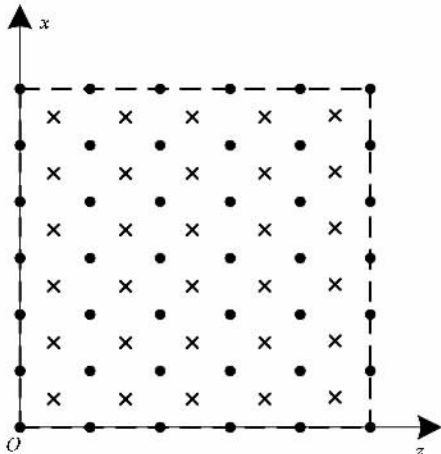
结构: 底层为厚度为 d 的均匀支撑介质, 且介质层的下底面附有金属导体, 上层为一无限大空气层, 金属贴片位于两层的分界面上, 因为这类结构的金属贴片一般由很薄的良导体组成, 因此, 假设金属导带为零厚度的理想导体. 在这样的分层结构中存在的混合模, 其每一均匀层中混合模场分量可由标量电位函数 ϕ^e 以及标量磁位函数 ϕ^h 表示. 它们分别满足三维 Helmholtz 方程

$$\frac{\partial^2 \phi^{e,h}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi^{e,h}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi^{e,h}}{\partial z^2} + \epsilon_r k_0^2 \phi^{e,h} = 0, \quad (1)$$

式中 $k_0 = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$.

该结构是沿着 x 方向、 z 方向的无限大周期结构. 根据 Floquet 定理, 对这种无限大的周期结构可以利用周期边界条件隔离出一个单元区域作为计算区域, 在单元的两组周期边界上位函数关系为

$$\phi^{e,h}(x + a, y, z) = e^{-j\beta_x a} \phi^{e,h}(x, y, z),$$



$$\phi^{e,h}(x, y, z + a) = e^{-j\beta_z a} \phi^{e,h}(x, y, z), \quad (2)$$

式中 β_x, β_z 分别为 x, z 方向的相位常数.

考虑一个周期单元, 沿 x 和 z 两个方向进行离散化, 离散间隔分别用 h_x 和 h_z 表示, 沿着 x 和 z 方向的离散直线数分别为 N_x 和 N_z . 考虑到混合模位函数的离散要求, ϕ^h 线相对于 ϕ^e 线在 x 方向和 z 方向分别平移 $h_x/2$ 和 $h_z/2$. 因此, 离散直线所取的位置如图 2 所示. 当用直线阵将整个周期单元离散化后, 电位 ϕ^e 以及磁位 ϕ^h 就分别离散化为矩阵 Φ^e 和 Φ^h . 将 Φ^e 和 Φ^h 对 x 和 z 方向的二阶偏导的差分近似式代入三维 Helmholtz 方程(1)式, 并且将电位 ϕ^e 以及磁位 ϕ^h 用其离散后的值(矩阵 Φ^e 和 Φ^h)代替. 方程(1)可改写为关于 y 的常微分方程组

$$\frac{d^2}{dy^2} \Phi^{e,h} - \frac{1}{h_x^2} P_{xx}^{e,h} \Phi^{e,h} - \frac{1}{h_z^2} \Phi^{e,h} P_{zz}^{e,h} + \epsilon_r k^2 \Phi^{e,h} = 0, \quad (3)$$

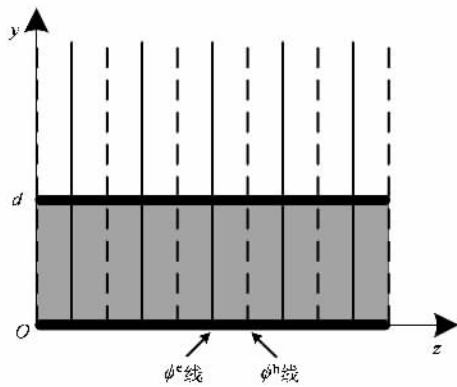


图 2 离散直线的安排

其中 $P_{zz}^{e,h}, P_{xx}^{e,h}$ 为周期边界条件下的二阶差分矩阵, 且 $P_{zz}^{e,h} = [D_z^{e,h}]^* D_z^{e,h}, P_{xx}^{e,h} = D_x^{e,h} [D_x^{e,h}]^*$, 上标 * 表示共轭, \dagger 表示转置. D_x 与 D_z 为一阶差分矩阵^[23].

(3) 式表示两组 $N_x N_z$ 个耦合常微分方程. 为实现去耦, 需要将空域的位函数 $\varphi^{e,h}$ 变换到变换域 $U^{e,h}$ 中进行求解. 故引入变换域位函数矩阵 $U^{e,h} = [T_x^{e,h}]^* \varphi^{e,h} T_z^{e,h}$, 其中 $U = [u_1, u_2, \dots, u_i, \dots]$, 式中 T 是由特征向量构成的变换矩阵. 为了便于表述, 将矩阵 $U^{e,h}$ 所有元素以列级联的形式化成列矢量, 记为 $U_V^{e,h}$, 即矢量 U_V 的分量 u_n 与矩阵 U 的元素 $u_{i,j}$ 的下标有关系, $n = i + (m - 1)N_x$, 其中, $i = 1, \dots, N_x, m = 1, \dots, N_z$. 求解 (1) 式得到其通解, 并将其与其导数联立, 并代入 $y = d$ 和 $y = 0$. 即可得到介质层上表面 $y = d$ 处与下表面 $y = 0$ 处变换域位函数及其导数之间的传输关系^[23, 24]

$$\begin{bmatrix} U_V^e(y) \\ \frac{dU_V^e(y)}{dy} \end{bmatrix}_{y=d} = \begin{bmatrix} [K_y^e]^{-1} S_d^e & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & K_y^h S_d^h \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{dU_V^e(y)}{dy} \\ U_V^h(y) \end{bmatrix}_{y=0},$$

$$\begin{bmatrix} \frac{dU_V^h(y)}{dy} \\ U_V^h(y) \end{bmatrix}_{y=d} = \begin{bmatrix} C_d^e & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & C_d^h \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{dU_V^e(y)}{dy} \\ U_V^h(y) \end{bmatrix}_{y=0} \quad (4)$$

式中 $K_y^{e,h}, C_d^{e,h}, S_d^{e,h}$ 均为对角阵, 分别为

$$K_y^{e,h} = \text{diag}[k_{y_n}^{e,h}],$$

$$C_d^{e,h} = \text{diag}[\cosh(k_{y_n}^{e,h} d)],$$

$$S_d^{e,h} = \text{diag}[\sinh(k_{y_n}^{e,h} d)].$$

为了得到 EBG 结构的本征方程, 需要利用金属贴片所在的介质交界面上的切向场分量来建立. 根据空域场分量和位函数的关系, 得到离散后的切向场分量 E_x, E_z, H_x 和 H_z 和位函数的关系式

$$E_x = \frac{1}{j\omega\epsilon} \frac{1}{h_x h_z} D_x \varphi^e D_z^* - \frac{\partial}{\partial y} \varphi^h,$$

$$E_z = \frac{1}{j\omega\epsilon} \left(-\frac{1}{h_z^2} \varphi^e P_z^e + \epsilon_r k^2 \varphi^e \right),$$

$$H_x = \frac{1}{j\omega\mu} \frac{1}{h_x h_z} D_x^* \varphi^h D_z + \frac{\partial}{\partial y} \varphi^e,$$

$$H_z = \frac{1}{j\omega\mu} \left(-\frac{1}{h_z^2} \varphi^h P_z^h + \epsilon_r k^2 \varphi^h \right). \quad (5)$$

与得到变换域场矢量 U_V 相同, 将上式空域场分量矩阵转换成变换域场矢量 $\tilde{E}_{xV}, \tilde{E}_{zV}, \tilde{H}_{xV}$ 和 \tilde{H}_{zV} , 整理后得到变换域中场和位函数的关系式^[24]

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_{xV} \\ \tilde{E}_{zV} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\hat{\delta}_z \hat{\delta}_x^*}{j\omega\epsilon h_x h_z} & -\hat{I} \\ \left(\epsilon_r k^2 \hat{I} - \frac{\hat{\Lambda}_z^e}{h_z^2} \right) & \mathbf{0} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U_V^e \\ \frac{dU_V^e}{dy} \end{bmatrix},$$

$$\begin{bmatrix} \tilde{H}_{zV} \\ \tilde{H}_{xV} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{0} & \left(\epsilon_r k^2 \hat{I} - \frac{\hat{\Lambda}_z^h}{h_z^2} \right) \\ \hat{I} & \frac{\hat{\delta}_x \hat{\delta}_z^*}{j\omega\mu h_x h_z} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{dU_V^e}{dy} \\ U_V^h \end{bmatrix}, \quad (6)$$

式中

$$\hat{I} = I_z \otimes I_x,$$

$$\hat{\delta}_x = I_z \otimes \delta_x = I_z \otimes [(T_x^h)^* D_x T_x^e],$$

$$\hat{\delta}_z^t = \delta_z \otimes I_x = [(T_z^h)^* D_z T_z^e] \otimes I_x.$$

在金属贴片所在的介质分界面 ($y = d$) 上, 切向电磁场所满足的连续性条件为

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_{xV} \\ \tilde{E}_{zV} \end{bmatrix}_{y=d^+} = \begin{bmatrix} \tilde{E}_{xV} \\ \tilde{E}_{zV} \end{bmatrix}_{y=d^-},$$

$$\begin{bmatrix} \tilde{H}_{zV} \\ \tilde{H}_{xV} \end{bmatrix}_{y=d^+} - \begin{bmatrix} \tilde{H}_{zV} \\ \tilde{H}_{xV} \end{bmatrix}_{y=d^-} = \begin{bmatrix} \tilde{J}_{xV} \\ -\tilde{J}_{zV} \end{bmatrix}_M. \quad (7)$$

根据场与位矢量的关系式 (6) 联立位函数的传输方程 (4) 式, 同时代入理想导体边界条件, 可得到介质层上表面 ($y = d^-$) 的场分量方程和空气层下表面 ($y = d^+$) 的场分量方程. 代入交界面上场的连续性条件 (7), 消去磁场分量可得变换域中阻抗方程

$$\begin{bmatrix} \tilde{Z}_{11} & \tilde{Z}_{12} \\ \tilde{Z}_{21} & \tilde{Z}_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{J}_{xV} \\ -\tilde{J}_{zV} \end{bmatrix}_M = \begin{bmatrix} \tilde{E}_{xV} \\ \tilde{E}_{zV} \end{bmatrix}_M. \quad (8)$$

将 (8) 式反变换到原来的空域, 并注意在交界面 $y = d$ 上, 金属贴片部分切向电场为零, 而在金属贴片以外的部分是理想介质交界面, 电流密度等于零. 利用这一关系, 可以将上式分解为以下齐次和非齐次的两组方程组:

$$\begin{bmatrix} \tilde{Z}_{11}^r & \tilde{Z}_{12}^r \\ \tilde{Z}_{21}^r & \tilde{Z}_{22}^r \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{J}_{xV} \\ -\tilde{J}_{zV} \end{bmatrix}_M = \begin{bmatrix} \mathbf{0} \\ \mathbf{0} \end{bmatrix}_M, \quad (9)$$

$$\begin{bmatrix} \tilde{Z}_{11}^u & \tilde{Z}_{12}^u \\ \tilde{Z}_{21}^u & \tilde{Z}_{22}^u \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{J}_{xV} \\ -\tilde{J}_{zV} \end{bmatrix}_M = \begin{bmatrix} E_{xVs} \\ E_{zVs} \end{bmatrix}_M, \quad (10)$$

其中 J_{x1m} , J_{z1m} 表示金属贴片上的电流分量, E_{x1s} , E_{z1s} 表示金属贴片以外部分的电场分量.

由齐次方程(9)存在非零解的条件,得到该电磁带隙结构的特征方程

$$\text{de}[Z] = 0. \quad (11)$$

对该特征方程(11)利用超松弛迭代法进行数值求解,便可得到给定的周期边界下的本征频点的值.根据该EBG结构的对称性可知,在其简约布里渊区的三个对称点 $\Gamma(\beta_x = 0, \beta_z = 0)$, $X(\beta_x = \pi/W, \beta_z = 0)$, $M(\beta_x = \pi/W, \beta_z = \pi/L)$ 之间抽取不同的 (β_x, β_z) 值进行求解后,即可得出该平面型电磁带隙结构的本征模频带图.

为了验证该算法的正确性,对文献[21]所示的结构表面波带隙进行了计算.具体参数为周期间距 $a = 7.20 \text{ mm}$, 耦合边长 $l = 3.15 \text{ mm}$, 中心导带宽度 $w = 0.30 \text{ mm}$, 边缘导带宽度 $b = 0.80 \text{ mm}$, 导带间距 $g = 0.20 \text{ mm}$, 支撑介质层厚度 $d = 1.50 \text{ mm}$, 介质相对介电常数 $\epsilon_r = 2.65$. 使用 Intel Pentium 3.0 GHz 处理器, 1.0 GB RAM 的计算机, 计算大约需要 150 min 左右. 计算结果如图3所示. 由图中可以看出, 模式1和模式2之间出现了表面波带隙, 带隙位置为 4.1—4.9 GHz. 这与文献[21]中进行的计算结果取得了很好的一致. 这说明用该方法分析EBG结构的表面波带隙是有效的. 下面使用这种方法分析了支撑介质对平面型EBG结构表面波带隙的影响. 因为平面型EBG结构可分为 Bragg 散射型和局域谐振型两种基本类型, 两类EBG结构带隙形成的机理不同, 因此必须分别讨论.

3. 对局域谐振型EBG结构带隙的影响

以文献[21]提出的一种平面型EBG结构作为对象进行研究, 如图1所示. 这是一种典型的局域谐振型EBG结构. 分别计算了支撑介质厚度、材料的

相对介电常数对其表面波带隙的影响. 设EBG结构的基本参数保持不变, 与图3计算时保持一致, 即 $a = 7.20 \text{ mm}$, $l = 3.15 \text{ mm}$, $w = 0.30 \text{ mm}$, $b = 0.80 \text{ mm}$, $g = 0.20 \text{ mm}$.

3.1. 介质层介电常数对带隙的影响

设支撑介质的厚度保持恒定, 即 $d = 1.50 \text{ mm}$. 令材料的相对介电常数逐渐增大 (ϵ_r 分别等于 2.65, 4.30, 9.60), 计算了对应的表面波带隙的数值. 结果如图3至图5所示.

由图3可知, 当支撑介质的相对介电常数 $\epsilon_r = 2.65$ 时, 带隙为 4.14—4.86 GHz, 对应的带隙中心频率为 4.50 GHz, 带宽为 0.72 GHz.

由图4可知, 当相对介电常数 $\epsilon_r = 4.30$ 时, 带隙为 3.49—4.08 GHz, 对应的带隙中心频率为 3.79 GHz, 带宽为 0.59 GHz.

由图5可知, 当相对介电常数 $\epsilon_r = 9.60$ 时, 带隙为 2.51—2.94 GHz, 对应中心频率为 2.73 GHz, 带宽为 0.43 GHz.

因此, 可以得到支撑介质厚度与带隙有如下关系:

结论1 对于局域谐振型EBG结构, 表面波带隙的位置与支撑介质的材料有关. 当介质层厚度一定时, 介质材料相对介电常数的增加会导致带隙位置向低频移动, 同时带宽变窄.

为了验证这一结论是否具有普遍性, 本文进行了更加详细的计算. 进一步的计算结果如表1所示. 并将支撑介质厚度分别为 0.50 mm, 1.50 mm 和 2.54 mm 时的数据, 绘成了相对介电常数与表面波带隙位置的曲线图, 如图6所示. 图中分别绘出了带隙的左边界和右边界, 用来表示一个完整的带隙. 从图中可以看出, 无论支撑介质厚度如何, 介质材料介电常数的增加都会导致带隙向低频移动, 带宽变窄, 即服从上述规律(结论1).

进一步观察图6曲线还可以发现以下两条规律:

表1 局域谐振型EBG结构表面波带隙列表

d/mm ϵ_r	0.50	1.00	1.50	2.00	2.54	3.00	6.00							
2.65	4.02	5.13	4.08	4.89	4.14	4.86	4.13	4.76	4.12	4.70	4.18	4.76	4.12	4.64
4.30	3.35	4.28	3.42	4.11	3.49	4.08	3.47	4.00	3.46	3.95	3.52	4.01	3.46	3.90
9.60	2.37	3.05	2.44	2.94	2.51	2.94	2.49	2.87	2.48	2.83	2.53	2.88	2.48	2.80
20.00	1.69	2.17	1.74	2.11	1.80	2.11	1.78	2.06	1.77	2.03	1.81	2.07	1.77	2.00

结论2 介质材料介电常数较小时, 带隙随介电常数的变化率较大(即介电常数很小的变化就可

能导致带隙出现很大变化). 介电常数较大时, 带隙随介电常数的变化率逐渐变小(即介电常数的变化

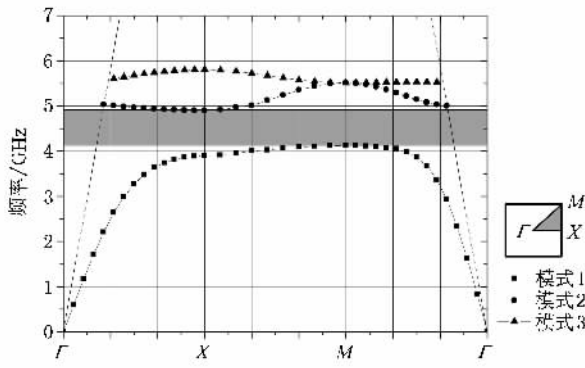


图3 $\epsilon_r = 2.65, d = 1.50 \text{ mm}$ 时表面波频带图

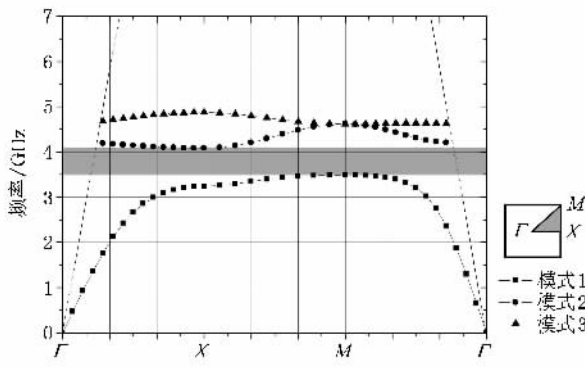


图4 $\epsilon_r = 4.30, d = 1.50 \text{ mm}$ 时表面波频带图

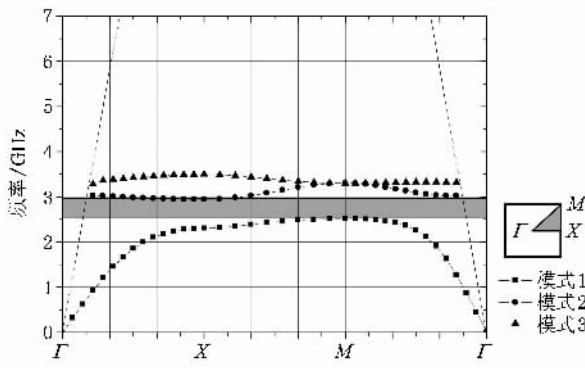


图5 $\epsilon_r = 9.60, d = 1.50 \text{ mm}$ 时表面波频带图

对带隙的影响变小了)。

结论3 当相对介电常数 ϵ_r 取同一值时,六条曲线的切线几乎是平行的.这说明了,带隙随介电常数的变化率对于不同厚度的材料来说大致是相同的。

3.2. 支撑介质层厚度对带隙的影响

本节讨论支撑介质厚度对带隙的影响.假定支撑介质材料的相对介电常数为 2.65,令支撑介质的厚度逐渐增大(d 分别等于 1.00 mm, 2.00 mm, 6.00

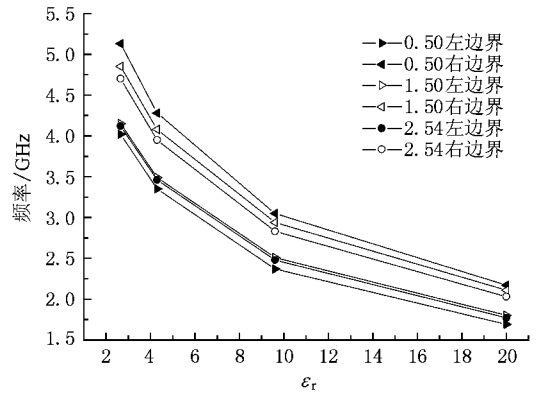


图6 带隙与 ϵ_r 关系曲线图

mm),计算了对应的表面波带隙的数值如下:

当厚度 $d = 1.00 \text{ mm}$ 时,带隙为 4.08—4.89 GHz,对应中心频率为 4.49 GHz,带宽为 0.81 GHz;
 当厚度 $d = 2.00 \text{ mm}$ 时,带隙为 4.13—4.76 GHz,对应中心频率为 4.45 GHz,带宽为 0.63 GHz;
 当厚度 $d = 6.00 \text{ mm}$ 时,带隙为 4.12—4.64 GHz,对应中心频率为 4.38 GHz,带宽为 0.52 GHz.

由以上数据可以得出如下规律:

结论4 对于局域谐振型 EBG 结构,支撑介质层逐渐增厚,会使 EBG 结构带隙的中心频率缓慢向低频移动,同时带隙宽度非常缓慢地减小.这种变化非常缓慢(变化率很小),以至于在厚度变化不是很大时,甚至可以认为带隙位置没有变化。

为了验证这一结论是否具有普遍性,还需要作进一步的分析.当支撑介质材料的相对介电常数为 2.65, 4.30, 9.60 和 20.00 时,介质层厚度变化时的计算结果如表 1 所示.并且,根据这些数据分别绘出了不同介质材料时,支撑介质厚度与表面波带隙关

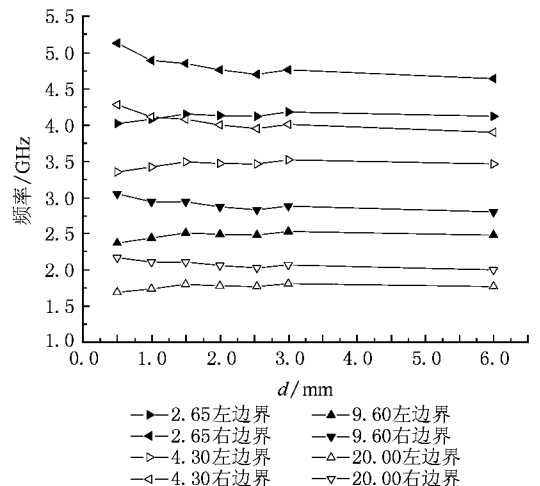


图7 带隙与基板厚度关系曲线图

系的曲线图,如图 7 所示.图中分别给出了带隙的左边界和右边界,用来描述一个完整的带隙.从图中可以看出,对于不同介电常数的材料,支撑介质厚度的增大几乎不会造成带隙的明显变化(带隙的中心频率仅有很少的降低,带宽也仅有很小的缩减).或者说,对于局域谐振型 EBG 结构,带隙与支撑介质的厚度几乎没有关系,即结论 4 成立.

4. 对 Bragg 散射型 EBG 结构带隙的影响

上节研究了支撑介质对局域谐振型 EBG 结构表面波带隙的影响.局域谐振型 EBG 结构的表面波带隙主要是由于周期单元本身的谐振效应产生的.而 Bragg 散射型 EBG 结构与此有质的不同,其带隙主要是因 Bragg 散射引起的.因此支撑介质层对 Bragg 散射型 EBG 结构表面波带隙的影响,很可能有所不同.本节就此问题进行研究.

如图 8 所示,以文献 [22] 中提出的一种 Bragg 型 EBG 结构为例,研究支撑介质层的厚度、材料相对介电常数对其带隙的影响.设该 EBG 结构单元的基本参数为: $a = 8.00 \text{ mm}$, $l = 6.00 \text{ mm}$.假定支撑介质层相对介电常数为 $\epsilon_r = 4.30$,厚度为 d .令介质层厚度逐渐增大(d 分别等于 0.50 mm , 1.50 mm , 2.54 mm

mm , 6.00 mm),计算了对应的 EBG 结构表面波带隙的频带曲线图.

当支撑介质厚度 $d = 0.50 \text{ mm}$ 时,计算结果如图 9 所示,表面波带隙为 $11.72\text{--}16.06 \text{ GHz}$,中心频率为 13.89 GHz ,带宽为 4.34 GHz .

当支撑介质厚度 $d = 1.50 \text{ mm}$ 时,计算结果如图 10 所示,表面波带隙为 $11.32\text{--}14.44 \text{ GHz}$,中心频率为 12.88 GHz ,带宽为 3.12 GHz .

当厚度 $d = 2.54 \text{ mm}$ 时,结果如图 11 所示,带隙为 $11.26\text{--}12.68 \text{ GHz}$,中心频率为 11.97 GHz ,带宽为 1.42 GHz .

当厚度 $d = 6.00 \text{ mm}$ 时,结果如图 12 所示,图中观察不到完整的表面波带隙.

进一步的计算结果如表 2 所示.表中“ \times ”表示带隙不存在.并且将计算结果用描点法绘成图 13.从图中可以看出,四组曲线的变化趋势是相同的,这表明,无论是何种材料的支撑介质,其厚度对带隙影响的规律是相同的,都服从如下规律:

结论 5 对于 Bragg 散射型 EBG 结构,支撑介质的厚度逐渐增大,会使频率带隙的中心频率逐渐向低频移动.同时,带隙宽度逐渐变窄.当介质层厚度大于某一临界值时,带隙就会消失.而且,介质材料相对介电常数越大,这一临界厚度值越小.

表 2 Bragg 散射型 EBG 结构表面波带隙列表

d/mm ϵ_r	0.50		1.00		1.50		2.00		2.54		3.00		6.00	
2.20	15.74	17.88	15.39	17.61	15.29	17.22	15.23	16.63	15.36	16.03	15.40	15.56	\times	\times
4.30	11.72	16.06	11.38	15.09	11.32	14.44	11.28	13.68	11.26	12.68	11.42	12.13	\times	\times
9.60	8.01	11.01	7.82	10.35	7.72	9.86	7.70	9.50	7.68	9.07	7.78	8.58	\times	\times
20.00	5.61	7.71	5.51	7.25	5.40	6.89	5.40	6.67	5.37	6.44	\times	\times	\times	\times

频率单位为 GHz, \times 表示带隙不存在

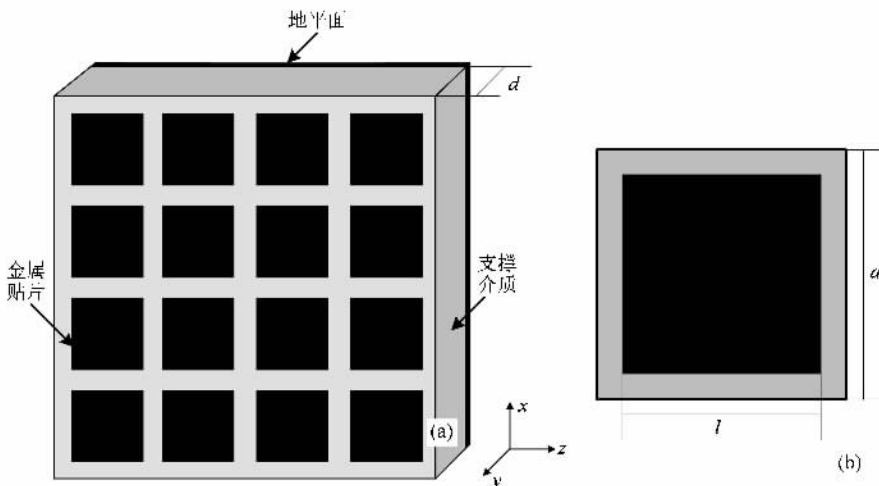


图 8 一种 Bragg 散射型 EBG 结构 (a)三维结构图 (b)单元结构图

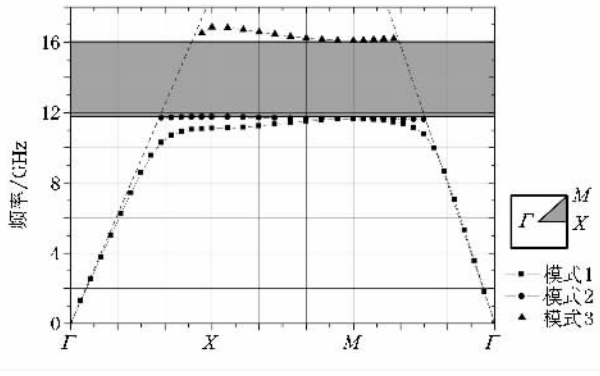


图 9 $d = 0.50 \text{ mm}$, $\epsilon_r = 4.30$ 时表面波频带图

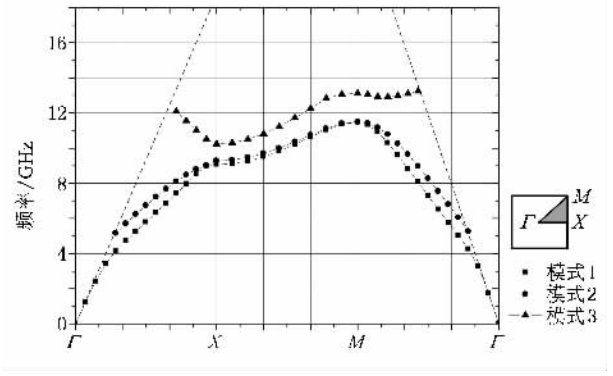


图 12 $d = 6.00 \text{ mm}$, $\epsilon_r = 4.30$ 时表面波频带图

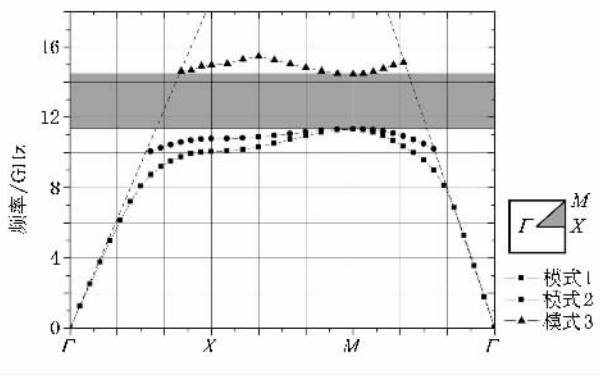


图 10 $d = 1.50 \text{ mm}$, $\epsilon_r = 4.30$ 时表面波频带图

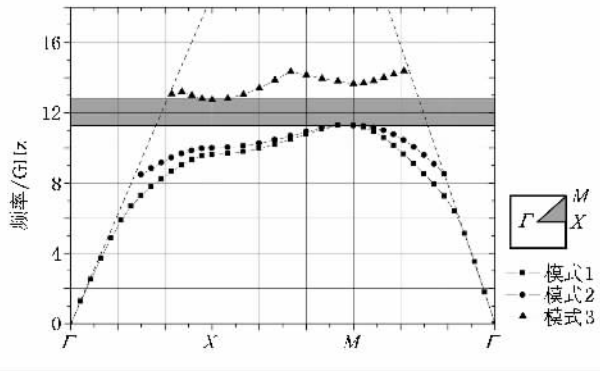


图 11 $d = 2.54 \text{ mm}$, $\epsilon_r = 4.30$ 时表面波频带图

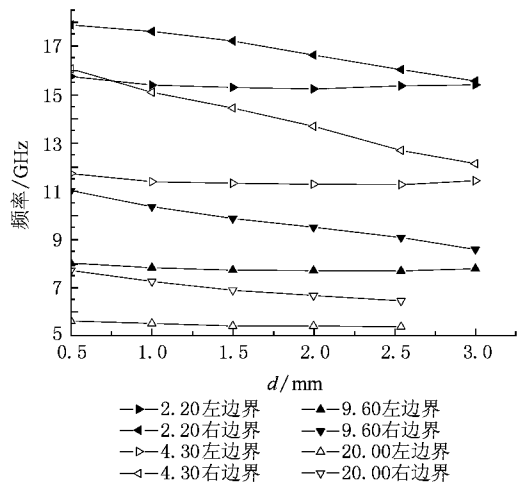


图 13 带隙与基板厚度关系曲线图

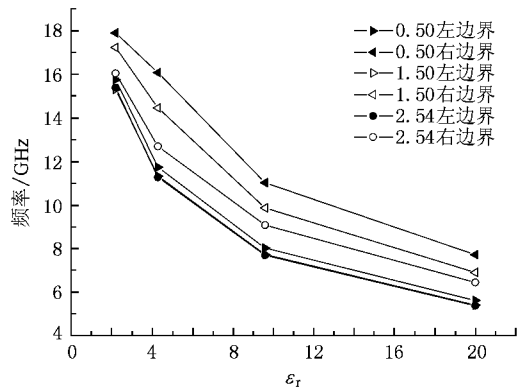


图 14 带隙与 ϵ_r 关系曲线图

从图 13 还可以看出,即使支撑介质的厚度相同,介质材料介电常数的不同,仍然会使所得的带隙位置有所不同。为了讨论支撑介质材料介电常数对带隙的影响,设支撑介质的厚度保持恒定,即 $d = 1.50 \text{ mm}$ 。令介质材料的相对介电常数逐渐增大(ϵ_r 分别等于 2.20, 4.30, 9.60, 20.00),计算了对应的表面波带隙的数值。

当支撑介质材料的相对介电常数 $\epsilon_r = 2.20$ 时,计算所得的带隙为 15.29—17.22 GHz,对应的带隙

中心频率为 16.26 GHz,带宽为 1.93 GHz。

当相对介电常数 $\epsilon_r = 4.30$ 时,计算结果带隙为 11.32—14.44 GHz,对应的带隙中心频率为 12.88 GHz,带宽为 3.12 GHz。

当 $\epsilon_r = 9.60$ 时,计算得带隙为 7.72—9.86 GHz,

对应中心频率为 8.79 GHz,带宽为 2.14 GHz.

当 $\epsilon_r = 20.00$ 时,计算得带隙为 5.40—6.89 GHz,对应中心频率为 6.15 GHz,带宽为 1.49 GHz.

根据以上数据可以得出,带隙与介质材料相对介电常数的关系:

结论 6 对于 Bragg 散射型 EBG 结构,当支撑介质层厚度一定时,介质材料相对介电常数的增加会导致带隙位置向低频移动.但是带宽的变化,却不是单调的,而是先增大,后减小.相对介电常数太小,或者太大都会使表面波带隙宽度减小.只有相对介电常数适中时(ϵ_r 大约在 4.30—9.60 之间),带隙宽度才最大.

为了进一步验证这一规律是否具有普遍性,根据表 2 的数据,分别绘出了支撑介质层厚度为 0.50 mm,

1.50 mm 和 2.54 mm 时,介质相对介电常数与表面波带隙位置的曲线图,如图 14 所示.从图中可以看出,无论支撑介质的厚度如何,带隙对介质材料相对介电常数的变化规律都是相同的,服从结论 6.

5. 结 论

本文运用直线法分析了支撑介质对平面型 EBG 结构表面波带隙的影响.概述了本征模频带图的求解过程.并对含有不同厚度、不同介电常数材料支撑介质的表面波带隙进行了一系列的计算.通过对计算结果的分析,得到了支撑介质材料介电常数、厚度对平面型 EBG 结构表面波带隙影响的六条结论,可为平面型 EBG 结构的设计提供一些参考.

- [1] Ziolkowski R W, Engheta N 2003 *IEEE Trans. Antenna Propag.* **51** 2546
- [2] Meng F Y, Wu Q, Fu J H, Yang G H 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 5476 (in Chinese) [孟繁义、吴 群、傅佳辉、杨国辉 2008 物理学报 **57** 5476]
- [3] Dai X Y, Wen S C, Xiang Y J 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 186 (in Chinese) [戴小玉、文双春、项元江 2008 物理学报 **57** 186]
- [4] Yang R, Xie Y J, Wang P, Yang T M 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 4504 (in Chinese) [杨 锐、谢拥军、王 鹏、杨同敏 2007 物理学报 **56** 4504]
- [5] Li H Y, Zhang Y W, Wang P C, Li G Q 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 6480 (in Chinese) [李海洋、张治文、王蓬春、李贵泉 2007 物理学报 **56** 6480]
- [6] Kai G Y, Dong X Y, Qin Y W 2005 *J. of Opt. Las.* **16** 1007 (in Chinese) [开桂云、董孝义、秦玉文 2005 光电子·激光 **16** 1007]
- [7] Ozbay E, Aydin K, Cubukcu E, Bayindir M 2003 *IEEE Trans. Antenna Propag.* **51** 2592
- [8] Ziolkowski R W, Kipple A D 2003 *IEEE Trans. Antenna Propag.* **51** 2626
- [9] Yang F R, Ma P K, Qian Y X, Itoh T 1999 *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* **47** 1509
- [10] Liu H W, Sun X W, Li Z F, Qian R, Zhou M 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 3082 (in Chinese) [刘海文、孙晓玮、李征帆、钱 蓉、周 旻 2003 物理学报 **52** 3082]
- [11] Gu J Z, Lin S Y, Wang C, Yu X J, Sun X W 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 4176 (in Chinese) [顾建忠、林水洋、王 闯、喻筱静、孙晓玮 2006 物理学报 **55** 4176]
- [12] Hill M J, Ziolkowski R W, Papapolymerou J 2001 *IEEE Microw. Wireless Components Lett.* **11** 255
- [13] Yun T Y, Chang K 2001 *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* **49** 549
- [14] Nesic D 2002 *Microw. Opt. Tech. Lett.* **33** 440
- [15] Karmakar N C, Mollah M N 2003 *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* **51** 564
- [16] Yang F, Rahmat-Samii Y 2003 *IEEE Trans. Antenna Propag.* **51** 2936
- [17] Yang F, Rahmat-Samii Y 2001 *Microwave Opt. Technol. Lett.* **31** 264
- [18] Abedin M F, Ali M 2005 *IEEE Antennas and Wireless Propag. Lett.* **4** 274
- [19] Cheype C, Serier C, Thevenot M, Monediere T, Reineix A, Jecko B 2002 *IEEE Trans. Antenna Propag.* **50** 1285
- [20] <http://www.scienceonline.org/>.
- [21] Lin B Q, Zheng Q R, Yuan N C 2006 *IEEE Microw. Wireless Components Lett.* **16** 269
- [22] Yang H D, Kim R, Jackson D R 2000 *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* **48** 2233
- [23] Fang D G 1995 *Applying Spectral Domain Approach to Electromagnetic Theory* (Hefei: Anhui education press) p254 (in Chinese) [方大纲 1995 电磁理论中的谱域方法 (合肥:安徽教育出版社) 第 254 页]
- [24] Wen G Y, Xun J P, Qi Y H 1994 *Modern Numerical Analysis Method of Electromagnetic Field* (Zhengzhou: Henan science and technology press) p173 (in Chinese) [文 刚、徐金平、漆一宏 1994 电磁场数值计算的现代方法 (郑州:河南科学技术出版社) 第 173 页]

Influence of dielectric substrates on surface wave bandgap of uniplanar electromagnetic band-gap structure^{*}

Wang Wei^{1)†} Cao Xiang-Yu¹⁾ Wang Shuai²⁾ Wang Rui³⁾ Zheng Qiu-Rong¹⁾

¹⁾ *The Telecommunication Engineering Institute , Air Force Engineering University , Xi 'an 710077 , China)*

²⁾ *Loader Vehicle Institute , Anhui Heli Co. LTD. , Hefei 230601 , China)*

³⁾ *Institute of Information Science and Technology , Northwest University , Xi 'an 710127 , China)*

(Received 23 October 2008 ; revised manuscript received 20 November 2008)

Abstract

The method of lines is used to analyze the influence of dielectric substrates on uniplanar EGB structure. The analysis process is introduced. According to periodic boundary conditions , one unit cell has been isolated as the calculation region , and the method of lines is used to get the propagation equation of potential function in different interfaces of medium layers. By combining the conversion relationship between field component and potential function on the continuity condition of the tangential field components in interfaces , eigen value equations are established , and the frequency band diagrams of eigen mode are obtained to describe the surface wave bandgap of EBG structure. The method is used to do a series of calculations on surface wave bandgap with dielectric substrates of different dielectric constants and different thicknesses. Through analysis of calculation results , six conclusions are obtained on the influence of dielectric substrates , which can provide some references for the design of uniplanar EGB structure.

Keywords : metamaterial , photonic band-gap , periodic structure , surface wave

PACC : 4270Q , 7820P

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60671001).

[†] E-mail : wangweishanxi@yahoo.com.cn