

基于表面缺陷一维光子晶体 Tamm 态的研究

方云团¹, 杨利霞¹, 周骏²

(1. 江苏大学 计算机科学与通信工程学院, 江苏 镇江 212013;

2. 宁波大学 物理系, 浙江 宁波 315211)

摘要: 基于周期结构的布洛赫原理, 从电磁场理论出发, 用解析和数值的方法系统地研究了基于表面缺陷的半无限一维光子晶体 Tamm 态的形成条件, 模式特征以及与无缺陷 Tamm 态之间的关系. 对 TE 波, 缺陷 Tamm 态的频率范围向高低两个方向扩大; 而对 TM 波, 缺陷 Tamm 态的频率范围只向高频扩大, 而低频范围减小. 缺陷折射率较大时, 缺陷 Tamm 态的色散曲线近似直线, 其群速度大小也近似等于光在单层缺陷里的传播速度. 通过调节缺陷层的折射率或者厚度可以方便地把缺陷 Tamm 态的频率设计到需要的范围.

关键词: 波动光学; 光子晶体; Tamm 态; 表面缺陷

中图分类号: TN252 **文献标识码:** A

Tamm states of one-dimensional photonic crystal based on surface defect

FANG Yun-Tuan¹, YANG Li-Xia¹, ZHOU Jun²

(1. School of Computer Science and Telecommunication Engineering, Jiangsu University, Zhenjiang 212013, China;

2. Department of Physics, Ningbo University, Ningbo 315211, China)

Abstract: Based on the Bloch theory of periodic structure, the Tamm states of semi-infinite one-dimensional photonic crystal with surface defect (the defect Tamm states) were studied through analytical and numerical methods. The forming condition and field properties of the defect Tamm states was obtained. The properties of the defect Tamm states and the Tamm states without defect was also compared. For TE wave, the frequency range of defect Tamm state is enlarged to both high frequency and low frequency; for TM wave, the frequency range of defect Tamm state is only enlarged to high frequency, but is narrowed in low frequency. For large refraction index of defect material, the dispersion curve of Tamm state is close to a straight line and the group velocity is close to that light velocity in the single defect layer. The frequency of the defect Tamm state can be adjusted into our needed range by changing the refraction index or thickness of the defect layer.

Key words: wave optics, photonic crystal, Tamm state, surface defect

PACS: 71.10.Li, 42.70.Qs, 78.67.Pt, 41.20.Jb

引言

表面波在非线性光学、光调制器和传感器等领域有着广泛的应用^[1-3]. 近年来基于光子晶体的表面波得到广泛关注^[2-8]. 当无穷周期结构的光子晶体被截断, 在截断的表面会激发局域的表面波. 光子晶体表面波又称光学 Tamm 态, 类似于电子在晶体结构中的表面波. 光子晶体表面波的物理意

义和介质与金属表面等离子极化波不同, 在全反射条件下表面等离子极化波只能由 TM 波(磁场方向与界面平行)激发, 此时电场与金属表面电子发生作用. 光子晶体表面波是基于消逝的布洛赫波. 尽管光子晶体是周期性的全介质结构, 在一定条件下可把它等效为介电常数或磁导率为负的介质, 因此光子晶体 Tamm 态既可以是 TM 波也可以是 TE 波(电场方向与界面平行). 另外表面等离子

收稿日期: 2012-08-05, 修回日期: 2013-04-01

Received date: 2012-08-05, revised date: 2013-04-01

基金项目: 浙江省重中之重学科开放基金(xkz11012); 国家自然科学基金(60977048)

Foundation items: Supported by Key Subject of Zhejiang (xkz11012), and National Natural Science Foundation of China(60977048)

作者简介(Biography): 方云团(1965-), 男, 安徽桐城人, 教授, 硕士, 主要从事光学超材料和光子晶体研究. E-mail: fang_yt1965@sina.com

极化波需要在一定的频率范围,而光子晶体表面波模式可以通过改变光子晶体结构参数来调节,不受频率的限制,再加上由于全介质结构,光子晶体的损耗很小.因此光子晶体表面波在应用上比表面等离子极化波具有更多的优势.

当光子晶体引入缺陷,同样会出现局域的电磁波模式称光子晶体缺陷态^[9].通常缺陷是在光子晶体内部,缺陷模频率的电磁场局域在缺陷位置.如果把光子晶体缺陷设置在光子晶体表面,则光子晶体 Tamm 态和光子晶体缺陷态将会发生耦合,会呈现一些新的特性,本文中称之为光子晶体缺陷 Tamm 态.光子晶体缺陷 Tamm 态有着比光子晶体 Tamm 态更丰富的物理内容.另外,在应用上,希望有容易调节的表面波.虽然光子晶体 Tamm 态可以通过改变光子晶体结构参数来调节,但由于结构的周期性,从整体改变光子晶体结构参数在技术上工作量较大.现在基于表面缺陷的光子晶体 Tamm 态正好解决了这个问题.由于表面单层缺陷的结构参数非常容易调节,可以方便地获得需要的表面波模式.本文基于周期结构的布洛赫原理,从电磁场理论出发,推导出光子晶体缺陷 Tamm 态形成条件的解析公式,并系统地研究光子晶体缺陷 Tamm 态的模式特征以及无缺陷 Tamm 态之间的关系.

1 结构模型和理论公式

如图 1 所示,由 A、B 介质层组成一维半无限光子晶体沿 z 轴放置在空气背景中, z_N ($N = 1, 2, \dots$) 是第 l 个结构周期前界面位置.最前层 D 为缺陷,前界面位于 $z = 0$.各层的折射率和厚度分别表示为 n_A 、 n_B 、 n_D 和 d_A 、 d_B 、 d_D ,周期长度 $d = d_A + d_B$.对 TE 波,电场沿 y 方向,磁场方向在 xz 平面.假设电磁波在 xz 平面传播, x 方向波矢分量为 k_x ,此分量在分层结构中保持不变.在任一周期某介质层内部,电场是入射平面波和反射平面波的叠加,即

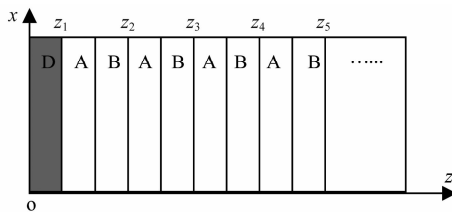


图 1 由 A、B 介质层组成一维半无限光子晶体沿 z 轴放置,最前层 D 为缺陷

Fig. 1 Schematic of semi-infinite one-dimensional photonic crystal with a defect

$$E(x, z) = E_0^+ \exp[i(k_x x + k_z z)] + E_0^- \exp[i(k_x x - k_z z)] = E^+ + E^- \quad (1)$$

式(1)中右边第一项是入射波,第二项是反射波.根据电磁场界面连续的条件,在任意 A 层和 B 层的第 j 个界面两边,电磁场的关系可以用矩阵表示^[1]

$$T_A \begin{bmatrix} E_{Aj}^+ \\ E_{Aj}^- \end{bmatrix} = T_B \begin{bmatrix} E_{Bj}^+ \\ E_{Bj}^- \end{bmatrix} \quad (2)$$

其中 $T_A = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ k_{Az} & -k_{Az} \end{bmatrix}$, $T_B = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ k_{Bz} & -k_{Bz} \end{bmatrix}$,表示电磁场在界面上的过渡关系, k_{Az} 和 k_{Bz} 分别是 A 层和 B 层波矢 k_A 和 k_B 的 z 分量.在任一介质层内部,电磁波只有相位的变化,其在前后界面 j 、 $j+1$ 的关系为

$$\begin{bmatrix} E_{\alpha j+1}^+ \\ E_{\alpha j+1}^- \end{bmatrix} = P_\alpha \begin{bmatrix} E_{\alpha j}^+ \\ E_{\alpha j}^- \end{bmatrix} \quad (\alpha = A, B) \quad (3)$$

其中 $P_\alpha = \begin{bmatrix} \exp(ik_{\alpha z} d_\alpha) & 0 \\ 0 & \exp(-ik_{\alpha z} d_\alpha) \end{bmatrix}$.于是图一结构中任一周期前后界面 z_N 、 z_{N+1} 处电磁场满足以下关系^[1]

$$T_A \begin{bmatrix} E_{N+1}^+ \\ E_{N+1}^- \end{bmatrix} = T_B P_B T_B^{-1} T_A P_A \begin{bmatrix} E_N^+ \\ E_N^- \end{bmatrix} = (T_B P_B T_B^{-1} T_A P_A T_A^{-1}) T_A \begin{bmatrix} E_N^+ \\ E_N^- \end{bmatrix} = M T_A \begin{bmatrix} E_N^+ \\ E_N^- \end{bmatrix} \quad (4)$$

式(4)中 $M = T_B P_B T_B^{-1} T_A P_A T_A^{-1}$.根据周期结构的布洛赫原理有

$$\begin{bmatrix} E_{N+1}^+ \\ E_{N+1}^- \end{bmatrix} = e^{iKd} \begin{bmatrix} E_N^+ \\ E_N^- \end{bmatrix} \quad (5)$$

其中 K 为布洛赫波矢.于是式(4)变为

$$MX = e^{iKd} X \quad (6)$$

其中 $X = T_A \begin{bmatrix} E_N^+ \\ E_N^- \end{bmatrix}$.式(6)是矩阵的特征方程,因为

$|M| = 1$,特征值分别为 e^{iKd} 和 $-e^{iKd}$.因此有

$$\cos(Kd) = [M(1,1) + M(2,2)]/2 \quad (7)$$

式(7)有解的条件是 $|\cos(Kd)| \leq 1$,满足这个条件的电磁波是传输波,形成通带,否则 K 是复数,形成禁带.由于本文研究的是 Tamm 态,只考虑 K 是复数的情况.若 K 的虚部大于 0,则 e^{iKd} 和 e^{-iKd} 分别代表沿 z 正方向和负方向消逝布洛赫波的特征值.取特征值 e^{iKd} ,由式(6)得到特征向量

$$X = \begin{bmatrix} e^{iKd} - M(1,1) \\ M(1,2) \end{bmatrix} \quad (8)$$

式(8)为任一周期界面处电磁场本征值满足的条件.对图 1 一维半无限光子晶体表面 z_1 处,同样可以利用

周期结构界面处电磁场本征值满足的条件,有

$$T_D \begin{bmatrix} E_{D1}^+ \\ E_{D1}^- \end{bmatrix} = T_A \begin{bmatrix} E_{A1}^+ \\ E_{A1}^- \end{bmatrix} = X, \quad (9)$$

其中 $T_D = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ k_{Dz} & -k_{Dz} \end{bmatrix}$, $\begin{bmatrix} E_{D1}^+ \\ E_{D1}^- \end{bmatrix}$ 和 $\begin{bmatrix} E_{A1}^+ \\ E_{A1}^- \end{bmatrix}$ 分别是位于界面 z_1 处 D 层和 A 层一侧的电场. 由此得到

$$\begin{bmatrix} E_{D1}^+ \\ E_{D1}^- \end{bmatrix} = T_D^{-1} \begin{bmatrix} e^{ikd} - M(1,1) \\ M(1,2) \end{bmatrix} \quad (10)$$

在缺陷与背景空气界面 $z = 0$ 处电磁场与 z_1 处电磁场满足

$$\begin{bmatrix} E_0^+ \\ E_0^- \end{bmatrix} = T_0^{-1} T_D P_D \begin{bmatrix} E_{D1}^+ \\ E_{D1}^- \end{bmatrix} \quad (11)$$

于是

$$\begin{bmatrix} E_0^+ \\ E_0^- \end{bmatrix} = T_0^{-1} T_D P_D T_D^{-1} \begin{bmatrix} e^{ikd} - M(1,1) \\ M(1,2) \end{bmatrix} \quad (12)$$

(式 11) 中 $T_0 = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ k_{0z} & -k_{0z} \end{bmatrix}$, $P_D = \begin{bmatrix} \exp(-i\delta_D) & 0 \\ 0 & \exp(i\delta_D) \end{bmatrix}$ ($\delta_D = k_{Dz}d_D$). 为保证图 1

空气背景中电磁波是消逝的, $k_{0z} = i\sqrt{k_x^2 - k_0^2}$, $k_0 < k_x$. 又为了朝 z 负方向衰减, 空气中电磁波只能是以下形式

$$E(x, z) = E_{z < 0}^- \exp(ik_x x - ik_{0z} z) e_y \quad (13)$$

故式(12)中 $E_0^+ = 0$. 根据 $E_0^+ = 0$ 对式(12)进行代数运算得到

$$\cos\delta_D - i\frac{k_{Dz}}{k_{0z}}\sin\delta_D + \left[\frac{\cos\delta_D}{k_{0z}} - i\frac{\sin\delta_D}{k_{Dz}} \right] \frac{\exp(iKd) - M(1,1)}{M(1,2)} = 0 \quad (14)$$

式(14)中 e^{ikd} 根据 $e^{ikd} + e^{-ikd} = M(1,1) + M(1,2)$ 求得. 在结构参数确定的情况下, 式(14)是关于 k_x 、 ω 的隐式方程. 该方程确定的色散关系 (k_x 、 ω) 可以通过数值方法求解, 但它只是形成光子晶体缺陷 Tamm 态的必要条件. 除此之外, 还要求的取值处在光子晶体的禁带 (K 的虚部大于 0), 色散曲线必须位于空气背景光线方程 $\omega/k_0 = c$ 的下方 ($k_x > k_0$, 保证电磁波在空气背景中也局域在界面附近). 上述就是形成光子晶体缺陷 Tamm 态的所有条件.

对 TM 波, 磁场沿 y 方向, 电场方向在 xz 平面. 以磁场为研究对象, 根据麦克斯韦方程把电场强度用磁场强度表示, 再根据电磁场在界面连续的条件, 可以推得界面过渡矩阵为

$$T_A = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ k_{Az}/\varepsilon_A & -k_{Az}/\varepsilon_A \end{bmatrix}, T_B = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ k_{Bz}/\varepsilon_B & -k_{Bz}/\varepsilon_B \end{bmatrix}$$

其它公式与 TE 波相同, 可以用同样的方法进行研究.

2 数值模拟和分析

不失一般性, 设周期结构参数为 $n_A = 1.38$ 、 $n_B = 3.34$, $d_A = 300$ nm、 $d_B = 100$ nm. 缺陷构造有两种方式, 一种是固定 n_D , 让 d_D 发生变化; 另一种是固定 d_D , 让 n_D 发生变化. 为了研究表面缺陷对光子晶体 Tamm 态影响, 还要给出无缺陷半无限一维光子晶体 Tamm 态. 在上述理论公式中只要令 $d_D = 0$, 通过计算就可以得到无缺陷半无限一维光子晶体 Tamm 态的色散曲线. 先看第一种缺陷方式, 让 $n_D = n_A$, 通过计算, 在图 2(a) 中画出三条色散曲线, 分别对应 $d_D = 0$ 、 $d_D = 50$ nm 和 $d_D = 100$ nm. 图中黑

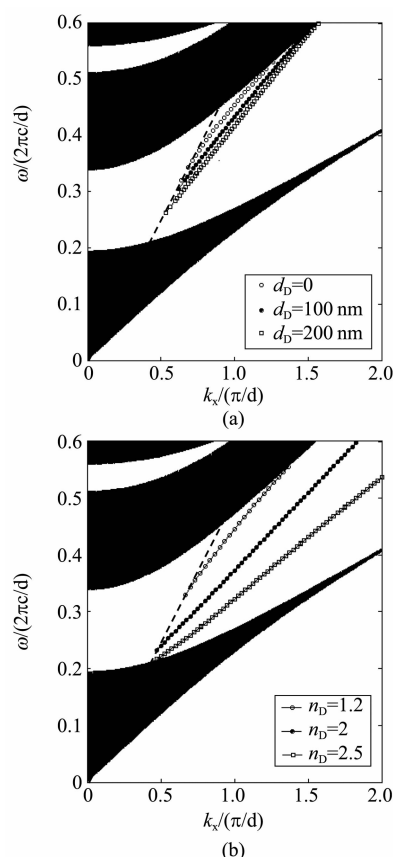


图 2 两种缺陷方式半无限一维光子晶体 Tamm 态的色散曲线: (a) $n_D = 1.34$, (b) $d_D = 100$ nm 黑色部分为完美周期结构的通带, 白色部分为禁带, 虚线为光线方程

Fig. 2 Dispersion curves of Tamm states for TE wave with two kinds of defects. (a) $n_D = 1.34$, and (b) $d_D = 100$ nm The black parts and white parts correspond to transmission bands and prohibited bands, respectively. The dashed line denotes light line

色部分是完美一维光子晶体通带,白色部分为禁带.三条色散曲线均起于第二个通带下边,进入第二个带隙并终止于光线方程(黑色虚线).表面缺陷的引入导致半无限一维光子晶体 Tamm 态的色散曲线下移,固定 k_x ,随着缺陷几何厚度增加,缺陷 Tamm 态频率会逐渐降低,且在色散曲线中部下移量大于两侧的下移量.再看第二种缺陷方式,让 $d_D = 100$ nm,在图 2 (b)中画出三条色散曲线,分别对应 $n_D = 1.2, 2.0$ 和 2.5 .很明显,缺陷的引入使 Tamm 态的色散曲线下移的规律不变,但由于缺陷折射率不同,两种缺陷方式 Tamm 态的色散曲线下移量随缺陷层光学厚度(折射率与几何厚度的乘积)的变化明显不同.

为了进一步反映这种情况,图 3 画出 $k_x = \pi/d$ 时缺陷 Tamm 态频率随缺陷光学厚度变化的曲线.在光学厚度相同的情况下,缺陷层折射率越大,缺陷 Tamm 态频率越低.可见,即使缺陷层光学厚度相同,但由于缺陷层折射率不同,色散曲线下移量也不同,缺陷层折射率越大,色散曲线下移量也越大.由于 Tamm 态频率起于第二个通带下边,终止于光线方程,因此色散曲线下移越多,Tamm 态频率的变化范围越大,也就是调节范围越大.例如,由图 2 可以发现,通过改变 k_x ,当 $n_D = 1.38, d_D = 100$ nm 时 Tamm 态频率的变化范围是 $\omega = 0.22 \sim 0.8(2\pi c/d)$;而当 $n_D = 2, d_D = 100$ nm 时 Tamm 态频率的变化范围是 $\omega = 0.22 \sim 0.8(2\pi c/d)$ (由于图形大小的限制,图 2(b)未给出 $\omega > 0.6(2\pi c/d)$ 的色散曲线).因此无论是相同的几何厚度还是相同的光学厚度,缺陷层折射率越大,缺陷 Tamm 态频率的可调节范围越大.

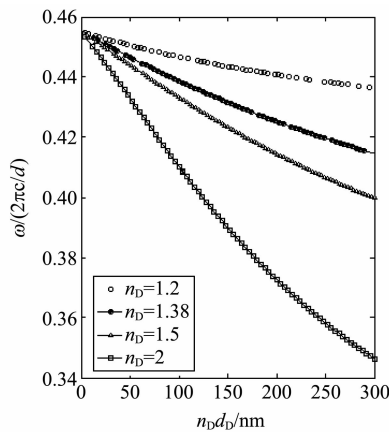


图 3 $k_x = \pi/d$ 时缺陷 Tamm 态频率随缺陷光学厚度变化
Fig. 3 Angular frequencies of Tamm states change with optical thicknesses of defects for $k_x = \pi/d$

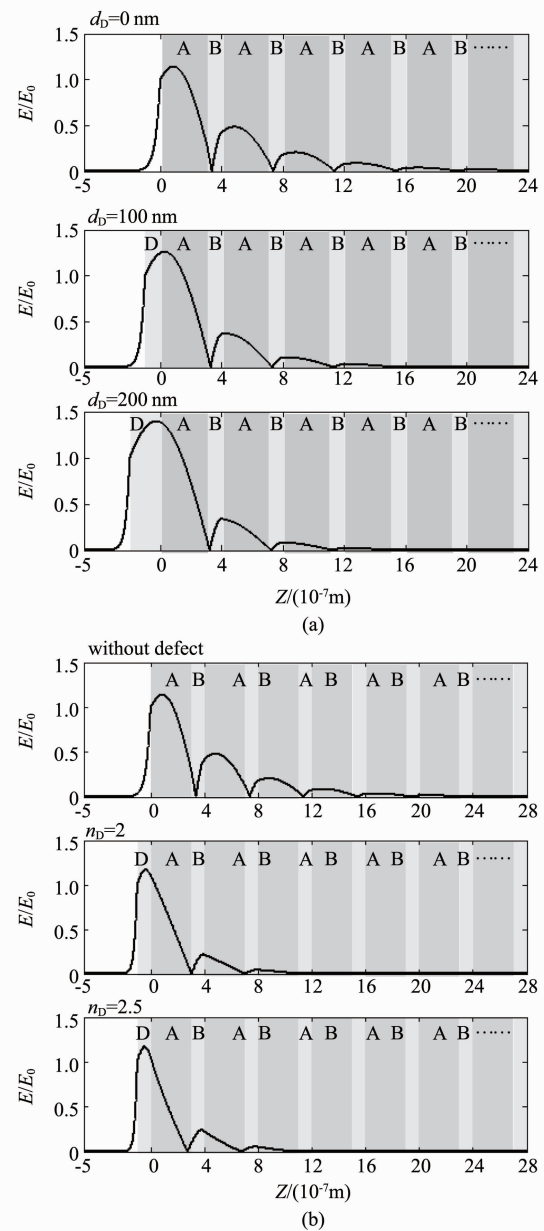


图 4 $k_x = \pi/d$ 时不同条件下 Tamm 态场强在光子晶体表面附近的分布. 图中白色区域是空气, $z = 0$ 是光子晶体表面位置. 无缺陷 Tamm 态 ($d_D = 0$ nm) 频率为 $\omega = 0.455 03(2\pi c/d)$ (a) $n_D = 1.38$ 不变, 缺陷 Tamm 态频率 $\omega = 0.433 24(2\pi c/d)$ 、 $0.416 97(2\pi c/d)$ 分别对应 $d_D = 100$ nm、 200 nm; (b) $d_D = 100$ nm 不变, 缺陷 Tamm 态频率 $\omega = 0.372 65(2\pi c/d)$ 、 $0.322 23(2\pi c/d)$ 分别对应 $n_D = 2$ 和 $n_D = 2.5$

Fig. 4 Field distribution of Tamm states with $k_x = \pi/d$ and different parameters. The white space is the air and the position of $z = 0$ is the surface of photonic crystal. $\omega = 0.455 03(2\pi c/d)$ is for $d_D = 0$ nm. (a) $n_D = 1.38, \omega = 0.433 24(2\pi c/d)$ and $0.416 97(2\pi c/d)$ correspond to $d_D = 100$ nm and 200 nm, respectively, and (b) $d_D = 100$ nm, $\omega = 0.372 65(2\pi c/d)$ and $0.322 23(2\pi c/d)$ correspond to $n_D = 2$ and $n_D = 2.5$, respectively

为了进一步比较无缺陷 Tamm 态和缺陷 Tamm 态,并验证 Tamm 态的存在,在图 4 中画出 $k_x = 1\pi/d$ 时不同条件下 Tamm 态电场强度的大小在光子晶体表面附近的分布. 由于只要研究场强的相对变化,计算中统一把光子晶体缺陷表面(无缺陷时就把光子晶体表面处)电场强度的大小定义为 $E_0 = 1$. 为便于比较场在表面的局域程度,统一把光子晶体表面设置在 $z = 0$, 结果缺陷就位于 $z < 0$ 范围. 图中白色区域是空气. 无缺陷 Tamm 态($d_D = 0$ nm)频率为 $\omega = 0.455\ 03(2\pi c/d)$. 在图 4(a)中, $n_D = 1.38$ 不变,缺陷 Tamm 态频率 $\omega = 0.433\ 24(2\pi c/d)$ 、 $0.416\ 97(2\pi c/d)$ 分别对应 $d_D = 100$ nm、 200 nm. 可以看出缺陷的引入使在表面的局域场强明显变大,向光子晶体一侧衰减更快,但向空气一侧衰减的速度变化不大. 在图 4(b)中, $d_D = 100$ nm 不变,缺陷 Tamm 态频率 $\omega = 0.372\ 65(2\pi c/d)$ 、 $0.322\ 23(2\pi c/d)$ 分别对应 $n_D = 2$ 和 $n_D = 2.5$. 为了比较,也把无缺陷 Tamm 态($d_D = 0$)的场分布画在图中. 结果还发现,缺陷 $n_D = 1.38$, $d_D = 200$ nm(图 4(a)长虚线)和缺陷 $n_D = 2.5$, $d_D = 100$ nm(图 4(b)长虚线)光学厚度相近,但 $n_D = 2.5$ 的缺陷 Tamm 态明显向光子晶体一侧衰减更快,而且表面的局域场强较小. 为了说明场强的局域程度,计算了光子晶体前 6 个周期的平均电场强度的大小,计算公式为

$$\bar{E} = \left[\int_{\Delta l} |E(l)| dl \right] / \Delta l \quad (15)$$

以图 4(b)为例,从上到下三个子图的平均电场强度分别为 0.2139, 0.1376 和 0.1237. 平均电场强度越小,说明衰减越快. 究其原因,折射率大的缺陷 Tamm 态频率小,更接近带隙中部,其布洛赫波矢的虚部较大,因此衰减更快.

缺陷 Tamm 态与无缺陷 Tamm 态比较还有一个重要特点,就是其色散曲线近似一条直线,而无缺陷 Tamm 态色散曲线通常是曲线. 近似直线的色散曲线表明群速度没有色散. 由于 $v_g = \frac{d\omega}{dk_x}$, 通过直线的斜率就可以算出群速度的大小. 图 5 画出群速度随缺陷层折射率的变化,在 $n_D > 1.5$ 时,群速度几乎随缺陷层折射率的增加而线性下降,此时群速度几乎等于光在单个缺陷层中的传输速度.

对 TM 波,周期结构不变,发现 $n_D > 2$ 时会出现缺陷 Tamm 态,但色散曲线仍然近似直线. 图 6 是 $d_D = 100$ nm 的计算结果,在该图中,把无缺陷 Tamm 态色散曲线也画在图中(空心圆圈). 可以看

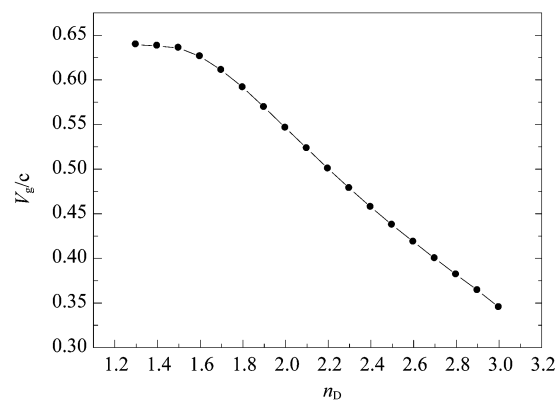


图 5 $d_D = 100$ nm 时缺陷 Tamm 态群速度随缺陷层折射率的变化

Fig. 5 Group velocity of defect Tamm state versus refraction index of defect layer for $d_D = 100$ nm

出,第一个通带和第二个通带在 $k_x = 1.15\pi/d$ 处相交,导致第二个带隙在此闭合,所有缺陷 Tamm 态色散曲线均起于该闭合点,从而导致缺陷 Tamm 态低频范围变小,但从图中可以看出, TM 波缺陷 Tamm 态高频范围变大. $n_D = 2$ 时,色散曲线紧贴上带边缘,随着 n_D 的增大,直线斜率逐渐减小,这一点与 TE 波相同.

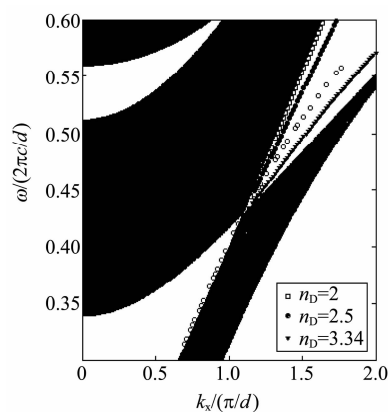


图 6 $d_D = 100$ nm 时 TM 波缺陷 Tamm 态的色散曲线,其中空心圆圈为无缺陷 Tamm 态的色散曲线
Fig. 6 Dispersion curves of Tamm states for TM wave ($d_D = 100$ nm). Circles are for no defect

半无限一维光子晶体表面 Tamm 态的存在条件是一维光子晶体能隙中的布洛赫波与一维光子晶体外部的消逝波相匹配,也就是电磁场能在半无限一维光子晶体表面连续. 当在光子晶体表面加上额外的缺陷层后,原来匹配的条件被破坏,一维光子晶体能隙中的其它布洛赫波才与一维光子晶体外部的

(下转第 537 页)

适当增大外部磁场强度来增加 3 dB 带宽。

5 结论

利用场匹配理论,建立了具有突变结构谐振腔的级联散射矩阵.通过数值计算与分析完成了输入谐振腔、群聚腔、输出腔的设计.同时,给出了一支 Ka 波段 TE₀₁ 模基波回旋速调管高频系统的设计参数. PIC 模拟表明:在优化设计条件下该回旋速调管可以获得 390 kW 的稳定输出、42.9 dB 的增益、50.6% 的效率、360 MHz 的 3 dB 输出带宽.通过验证样管的热测实验表明:在注电压为 70 kV、电流为 11 A、输入功率为 20 W、磁场强度 1.31 T、中心频率 34 GHz 的条件下得到峰值功率 301 kW、效率 39.1%、增益 41.8 dB、3 dB 带宽 285 MHz 的实验结果.

REFERENCES

[1] Zasyupkin E V, Moiseev M A., Sokolov E V, *et al.* Effect of penultimate cavity position and tuning on three-cavity gyrokystron amplifier performance [J]. *Int. J. Electronics*, 1995, **78**(2): 423 - 433.

[2] Danly B G, Blank M, Calame J P, *et al.* Development and testing of a high average power 94GHz gyrokystron [J]. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 2000, **28**(3): 713 - 724.

[3] XU Shou-Xi, LIU Pu-Kun. Simulation and design of a novel chain bunching cavity for gyrokystron amplifier [J]. *Journal of Infrared and Millimeter Waves* (徐寿喜, 刘濮鲲. 新型回旋速调管放大器链式群聚腔的模拟与设计. *红外与毫米波学报*), 2003, **22**(6): 431 - 435.

[4] WANG Jian-Xun, LUO Yong, XU Yong, *et al.* Study on high frequency circuit of a high-power Ka-band gyrokystron [J]. *Journal of Infrared and Millimeter Waves* (王建勋, 罗勇, 徐勇, 等. Ka 波段高功率基波回旋速调管高频系统研究. *红外与毫米波学报*), 2008, **27**(4): 290 - 294.

[5] XU Yong, LUO Yong, XIONG Cai-Dong, *et al.* Design and experiment of a K α -band TE₍₀₁₎ mode fundamental wave gyrokystron amplifier [J]. *Acta Physica Sinica* (徐勇, 罗勇, 熊彩东, 等. Ka 波段 TE₀₁ 模基波回旋速调放大器的设计与实验. *物理学报*), 2011, **60**(4): 048403-1-048403-8.

[6] Xu Y, Luo Y, Xiong C D, *et al.* Experimental study of a wide-band Ka-band gyrotwystron amplifier [C]. *Proceedings of the China-UK/Europe workshop on millimeter waves and terahertz technology*, 2008: 102-104.

[7] Blank M, Danly B G, Levush B, *et al.* Experiment demonstration of W-band gyrokystron amplifiers with improved gain and efficiency [J]. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 2000, **28**(3): 706 - 712.

(上接 530 页)

消逝波相匹配,从而导致缺陷 Tamm 态色散曲线发生移动.虽然无缺陷 Tamm 态电磁波局域在光子晶体表面,但由于消逝的布洛赫波在光子晶体内部有一定的传播距离,其群速度仍然受到周期结构的调制,因此具有一定的色散.缺陷 Tamm 态比无缺陷 Tamm 态具有更强的电磁波局域性,尤其是当 n_D 较大时,电磁波能量大部分集中在缺陷层内,因此其群速度受到周期结构的影响较小,大小近似等于光在单层介质中的传播速度.

3 结论

把一维光子晶体表面缺陷和表面模式相结合,系统研究了半无限一维光子晶体缺陷 Tamm 态的存在条件、模式特征,并与半无限一维光子晶体无缺陷 Tamm 态进行了比较.对 TE 波,缺陷 Tamm 态的频率范围向高低两个方向扩大;而对 TM 波,缺陷 Tamm 态的频率范围只向高频扩大,而低频范围减小.缺陷层的引入增大了调节 Tamm 态的频率范围,将为实际应用提供参考.

REFERENCES

[1] Yeh P. *Optical waves in layered media* [M]. John Wiley &

Sons, New York, 1998:104.

[2] Vinogradov A P, Dorofeenko A V, Erokhin S G, *et al.* Surface state peculiarities in one-dimensional photonic crystal interfaces [J]. *Phys. Rev. B*, 2006, **74**(4): 045128.

[3] Brand S, Kaliteevski M A, Abram R A. Optical Tamm states above the bulk plasma frequency at a Bragg stack/metal interface [J]. *Phys. Rev. B*, 2009, **79**(8): 085416.

[4] Namdar A. Tamm states in one-dimensional photonic crystals containing left-handed materials [J]. *Optics Communications*, 2007, **278**(1): 194 - 198.

[5] Kavokin A V, Shelykh I A, Malpuech G. Lossless interface modes at the boundary between two periodic dielectric structures [J]. *Phys. Rev. B*, 2005, **72**(23): 233102.

[6] Villa F, Regalado L E, Ramos-Mendieta F, *et al.* Photonic crystal sensor based on surface waves for thin-film characterization [J]. *Opt. Lett.* 2002, **27**(8): 646 - 648.

[7] Kaliteevski M, Iorsh I, Brand S, *et al.* Tamm plasmon-polaritons: Possible electromagnetic states at the interface of a metal and a dielectric Bragg mirror [J]. *Phys. Rev. B*, 2007, **76**(16): 165415.

[8] Feng S, Sang H Y, Li Z Y, *et al.* Sensitivity of surface states to the stack sequence of one-dimensional photonic crystals [J]. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* 2005, **7**(8): 374 - 381.

[9] FANG Yun-Tuan, SHEN Ting-Gen, TAN Xi-Lin. Study on one-dimensional photonic crystal with impurity defects [J]. *Acta Optica Sinica* (方云团, 沈廷根, 谭锡林. 一维光子晶体掺杂缺陷模研究. *光学学报*), 2004, **24**(11): 1557 - 1560.