

条形耦合波导对光子晶体耦合缺陷模的影响^{*}

林旭升^{1,2)} 吴立军¹⁾ 郭旗¹⁾ 胡巍¹⁾ 兰胜^{1)†}

1) 华南师范大学光子信息技术实验室 广州 510006)

2) 汕头大学物理系 汕头 515063)

(2008 年 3 月 14 日收到, 2008 年 8 月 28 日收到修改稿)

光子晶体的耦合缺陷模可以通过透射谱形状来表征, 而透射谱形状则与连接缺陷的条形耦合波导相关. 不同于直接耦合时信号相移只依赖于缺陷模的共振频率, 当存在耦合波导时信号相移也决定于波导的长度和色散关系. 随着波导长度的增加, 透射谱形状发生从三峰到两峰, 再到平项, 最后又回到三峰的周期性变化. 时间耦合模的分析表明, 在缺陷模频率附近理论结果与时域有限差分法的计算结果完全一致, 表明在此复杂情况下理论模型依然有效.

关键词: 光子晶体, 耦合缺陷模, 相移, 透射谱

PACC: 4270Q, 4280L

1. 引 言

近 20 年来, 光子晶体由于能够灵活操控光波的传播而引起广泛注意^[1,2]. 尤其是点缺陷结构光子晶体具有构造各种功能的全光器件的潜力, 是一个研究的热点^[3-10]. 在这些器件中, 信号通过输入输出波导与缺陷微腔的耦合来实现交换, 通常分为直接耦合和侧耦合两类结构^[11]. 直接耦合结构的输入波导通过缺陷微腔与输出波导连在一起, 信号借助共振耦合方式从输入波导传到输出波导^[3,5,11]. 它是一个窄带滤波器, 只有落在缺陷模共振频率附近的信号才能通过. 侧耦合结构的输入输出波导其实就是同一段波导的输入输出端, 而缺陷微腔位于波导旁边^[6,11,12]. 这样, 落在缺陷模共振频率附近的信号会被耦合到缺陷微腔中, 而其他信号则直接从波导的输入端传到输出端, 这与下载滤波器的功能一样. 从实现信号无畸变传送以及降低信道串扰等方面考虑, 无论使用哪一类的缺陷结构, 都希望其透射谱具有“顶部平、两边陡”的形状. 多缺陷耦合的透射谱两侧很陡, 但顶部通常会出现多个共振峰. 然而, 只要对缺陷耦合进行适当调节, 就可以使透射谱顶部变得比较平坦^[13-15]. 另外, 多缺陷耦合是构成新型波导的重要途径^[16]. 未来的集成光路中也可能包含许

多的光子晶体缺陷支路, 就如麻省理工学院 Joannopoulos 小组网页上生动表示的“photonic micropolis”一样. 因此, 研究光子晶体缺陷之间的耦合十分重要. 本文以条形波导连接的光子晶体缺陷为模型, 根据时间耦合模理论(CMT)^[1,17], 推导出缺陷耦合结构的透射率公式, 再用时域有限差分法(FDTD)对结构做模拟计算, 通过 CMT 和 FDTD 两方面结果的比较, 确定影响透射谱形状的主要因素以及总结透射谱形状的变化规律.

2. 传输矩阵形式的 CMT 在光子晶体缺陷中的运用

图 1 是本文要研究的光子晶体双缺陷耦合模型. 在宽度 w 为 $0.45 \mu\text{m}$ 、折射率 n_1 为 2.9 的条形波导上有周期性排列的圆形空气孔(折射率 $n_2 = 1.0$)形成有限的一维光子晶体结构. 相邻空气孔的间距即晶格常数 a 也取为 $0.45 \mu\text{m}$. 通过将空气孔的间距由 $1a$ 增至 $1.35a$ 引入了两个对称约束的光子晶体单模缺陷, 即在禁带中只出现一个缺陷模. 两个缺陷通过中间的耦合波导连在一起. 从图 1 可看到, 当 d 等于晶格常数 a 时两个缺陷处于直接耦合, 因此耦合波导的长度应是 $(d - a)$. 应当指出,

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 60778032, 10674051)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: slan@scnu.edu.cn

这段波导也可看成是一个含有多缺陷模式的光子晶体缺陷,从而把结构看成是三个缺陷的耦合.但是这样的考虑却不能用在定量分析上,因为时间 CMT 只能处理单缺陷模式的耦合,而中间这段波导含有太多的缺陷模式.把它简单地看成一段传送信号的耦合波导更有利于定量分析.下面将能看到,由

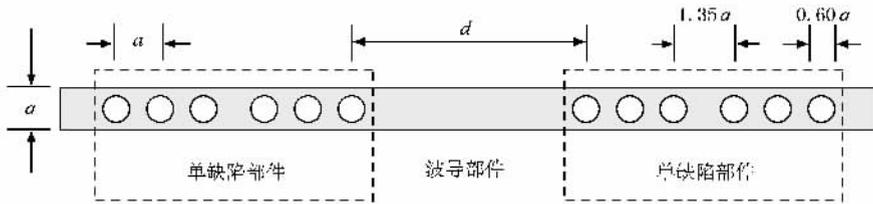


图1 光子晶体双缺陷耦合模型

利用传输矩阵方法可方便地得到光子器件结构的透射特性^[18,19].图1模型可看成是连接在一起的三个两端部件构成,左右虚框代表两个单缺陷部件,中间部分则是一个波导部件.对于左侧的单缺陷部件,设 A , ω_0 和 γ 分别表示缺陷模的能量振幅、共振频率和缺陷模对两侧波导的总衰减率,在忽略缺陷内部损耗条件下可由 CMT 得到^[1,17]

$$\begin{aligned} \frac{dA}{dt} &= (j\omega_0 - \gamma)A + \sqrt{\gamma}s_{+1} + \sqrt{\gamma}s_{+2}, \\ s_{-1} &= -s_{+1} + \sqrt{\gamma}A, \\ s_{-2} &= -s_{+2} + \sqrt{\gamma}A, \end{aligned} \quad (1)$$

式中 s_{+1} , s_{-1} 和 s_{+2} , s_{-2} 分别表示端口左右两侧的输入输出场振幅.在稳态情况下消去(1)式中的 A , 可得到端口左右两侧的场振幅之间的关系

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} s_{-2} \\ s_{+2} \end{bmatrix} &= M_s \begin{bmatrix} s_{+1} \\ s_{-1} \end{bmatrix}, \\ M_s &= \begin{bmatrix} 1 + j\delta & j\delta \\ -j\delta & 1 - j\delta \end{bmatrix}, \end{aligned} \quad (2)$$

式中 $\delta = (\omega_0 - \omega)\gamma$ 表示以 γ 为单位的入射信号频率 ω 对于缺陷模共振频率 ω_0 的失谐量.显然, M_s

此得到的结果能自然地体现因为多次反射而形成的波导缺陷模对透射谱形状的影响.其实,通过计算波导中的场分布,我们也能得到信号在耦合波导中的情况.场分布能清楚显示波导中是否出现了能量局域化,从而能够确定把波导当成一个相位调节器的有效性.

代表了单缺陷部件的传输矩阵,其第二行第二列元素的倒数就是单缺陷结构的振幅透射系数 t_s ,因此单缺陷结构的透射率为

$$T_s = |t_s|^2 = \frac{1}{1 + \delta^2}. \quad (3)$$

由此可知,透射谱呈现洛伦兹函数的形状.在失谐量 $\delta = 0$ 即缺陷模共振频率处有一个透射峰.图1右侧的单缺陷部件,显然有相同的结果.

对于中间的波导部件,当信号不在其中局域化(即没有能量堆积)时,部件左侧的输入输出场振幅 s_{-2} , s_{+2} 和右侧的输入输出场振幅 s_{-3} , s_{+3} 满足

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} s_{+3} \\ s_{-3} \end{bmatrix} &= M_w \begin{bmatrix} s_{-2} \\ s_{+2} \end{bmatrix}, \\ M_w &= \begin{bmatrix} e^{-j\varphi} & 0 \\ 0 & e^{j\varphi} \end{bmatrix}, \end{aligned} \quad (4)$$

式中 φ 就是信号在两个光子晶体缺陷之间传播时所获得的相位,与缺陷模频率、波导色散和波导长度有关.这样,图1结构的传输矩阵为 $M_c = M_s M_w M_s$, 从而有

$$M_c = \begin{bmatrix} e^{j\varphi}\delta^2 + e^{-j\varphi}(1 + j\delta)^2 & e^{j\varphi}(\delta^2 + j\delta) + e^{-j\varphi}(-\delta^2 + j\delta) \\ e^{j\varphi}(-\delta^2 - j\delta) + e^{-j\varphi}(\delta^2 - j\delta) & e^{j\varphi}(1 - j\delta)^2 + e^{-j\varphi}\delta^2 \end{bmatrix}. \quad (5)$$

M_c 第二行第二列元素的倒数就是振幅透射系数 t_c .与单缺陷情况类似,可将整个结构的透射率表示为

$$T_c = |t_c|^2 = \frac{1}{1 + 4\delta^2(\delta \sin\varphi + \cos\varphi)^2}. \quad (6)$$

不难验证,这与直接求解耦合缺陷的 CMT 方程组的结果完全相同.由于采用了传输矩阵表示,推导过程显得简单.由此也可以进一步推出多缺陷耦合形成的缺陷耦合波导的透射谱公式.

3. 对透射谱的分析

如果相移 φ 与信号频率无关, 当成一个常数, 则当 $\varphi = m\pi$ 时 (m 为整数) (6) 式所表示的透射率就成为

$$T_c = \frac{1}{1 + 4\delta^2} = \frac{(\gamma/2)^2}{(\gamma/2)^2 + (\omega - \omega_0)^2}. \quad (7)$$

表明这时的双缺陷耦合结构就像一个单光子晶体缺陷, 透射谱具有洛伦兹函数形状且等效衰减率仅为单缺陷衰减率的一半. 而当 $\varphi = (m + 0.5)\pi$ 时 (6) 式就变成

$$T_c = \frac{1}{1 + 4\delta^4}. \quad (8)$$

因 (8) 式分母中的频率失谐量的阶次变为 4, 透射谱不再是洛伦兹函数形状. 它的顶部平坦而两侧陡峭, 是最期望得到的耦合效果. 当相移不取这两种特殊值时, 由 (6) 式可看到, 除了在 $\delta = 0$ 即缺陷模共振频率这一点外, 入射信号频率若满足

$$\delta = -\cot\varphi, \quad (9)$$

也对应着一个透射峰, 故在透射谱中应出现两个峰. 这很像两个原子结合成分子时单一能级分裂成两个能级的情形. 上述讨论实际上对应于缺陷模直接耦合情况, 由于没有耦合波导, 相移 φ 仅依赖于参与耦合的缺陷模在禁带中的位置, 与信号频率 ω 无关. 当缺陷通过一段波导连接时, 相移应包含两部分, 即 $\varphi = \varphi_0 + \varphi_w$, 其中 φ_0 取决于缺陷模在禁带中的位置, 而 φ_w 则来自耦合波导的贡献. 此时由于 φ 与 ω 有关 (7) 和 (8) 式一般不再成立, 而透射峰位置的讨论则仍然有效, 即满足 $\delta = \alpha$ (缺陷模共振频率) 和满足 (9) 式的频率对应着透射峰位置, 当然应注意 φ 是 ω 的函数. 我们关心的频率范围很窄, 因而不同频率对应的相移差别不大, 但由 (9) 式可以看到, 如果 φ 刚好落在余切函数的敏感区域 (如 $\varphi = m\pi$) 附近, φ 那怕是微小的变化也会导致 (9) 式右边剧烈的变化. 因此, 存在耦合波导时透射谱形状可能明显不同于直接耦合情形.

下面给出 φ 与 ω 的定量关系. 本文涉及到的频率范围约在 $0.275(2\pi c/a) - 0.300(2\pi c/a)$, 其中 c 和 a 分别为真空中的光速和晶格常数. 对于给出的参数 ($n_1 = 2.9, n_2 = 1.0, w = 0.45 \mu\text{m}$), 由波导理论可求得该频率范围的导波模式只有基模和一阶模两

种^[20]. 因此, 当入射信号为基模时, 耦合波导中的信号主要为基模成分. 由于涉及的频率范围窄, 近似认为这些信号在波导中有相同的横向分布, 即有相同的横向传播常数 k , 而不会引起太大的偏差. 考虑到基模的横向分布是余弦函数, 不妨将最大横向相位写成 $k\left(\frac{a}{2}\right) = \sigma\left(\frac{\pi}{2}\right)$, 其中 σ 是小于 1 的正数, 代表了波导对信号的约束程度. 对于我们感兴趣的频率, k 的取值范围为 $6.548 - 6.604 \mu\text{m}^{-1}$, 不难算出对应的 σ 值为 $0.938 - 0.946$. 然而, 我们发现 σ 取 0.929 时理论结果与实际情况更加符合, 表明存在光子晶体缺陷时波导中的场分布并非单一的基模. 我们关心的是信号经过耦合波导产生的纵向相移 $\varphi_w = \beta(d - a)$, 其中 β 为纵向传播常数,

$$\beta = \left[\left(\frac{n_1\omega}{c} \right)^2 - k^2 \right]^{1/2},$$

显然它和 k 的关系不像前面提到的余切函数那样会有急剧变化的情形. 而总相移 $\varphi = \varphi_0 + \varphi_w$ 就是

$$\varphi = \varphi_0 + \left[\left(\frac{n_1\omega}{c} \right)^2 - \left(\frac{\sigma\pi}{a} \right)^2 \right]^{1/2} (d - a). \quad (10)$$

将 (10) 式代入 (6) 式, 就得到考虑了波导色散效应的双缺陷耦合结构的透射率公式. 而决定 ω_0 以外透射峰位置的 (9) 式也可进一步写成

$$\frac{\omega_0 - \omega}{\gamma} = -\cot \left\{ \varphi_0 + \left[\left(\frac{n\omega}{c} \right)^2 - \left(\frac{\sigma\pi}{a} \right)^2 \right]^{1/2} (d - a) \right\}. \quad (11)$$

用图解法求解这个方程就能得到透射峰的频率位置.

4. 理论结果与 FDTD 模拟计算的比较

为检验上述分析的有效性, 我们用美国 Rsoft 公司开发的商业软件对图 1 结构进行 FDTD 模拟计算. 在结构左侧的波导输入一基模分布的短高斯脉冲, 由安放在结构右侧波导的探测器得到输出信号的时间谱, 再通过傅里叶变换就得到了透射的频率谱. 计算格子取为 $(a/16) \times (a/16)$, 时间步长为 $a/(32c)$. 采用最佳匹配层边界条件, 匹配层宽度取为 a . 对于孤立的单缺陷结构, 我们发现横磁模 (磁场方向与空气柱平行) 的禁带范围约在 $0.25(2\pi c/a) - 0.32(2\pi c/a)$ 之间. 缺陷模共振频率 $\omega_0 = 0.287(2\pi c/a)$, 或中心波长 $\lambda_0 = 1.568 \mu\text{m}$, 缺陷模对波导的总衰减率 $\gamma = 0.0013(2\pi c/a)$, 品质因子 $Q = 110$. 透射谱如图 2(a) 所示, 其中的空心圆

是 FDTD 模拟测量结果, 实线为根据 (3) 式即 CMT 理论得到的计算结果. 当不存在耦合波导(即图 1 中取 $d = a$) 时耦合结构的透射谱如图 2(b) 所示, 呈现顶部平滑而两侧陡峭的形状. 图 2(b) 中的实线对应于取 $\varphi = 0.5\pi$ 时(6)式的计算结果. 可以看到 FDTD 和 CMT 两方面的结果完全符合, 表明对于所研究的缺

陷模直接耦合时的相移值 φ_0 就是 0.5π . 进一步增大 d 值就在两缺陷间引入耦合波导, 此时得到的模拟结果再与图 2(b) 比较, 就可获得耦合波导对透射谱形状影响的信息. 我们将重点关注缺陷模共振频率即 $0.2870(2\pi c/a)$ 附近的透射谱形状变化, 而 CMT 分析是否有效, 借此也可验证.

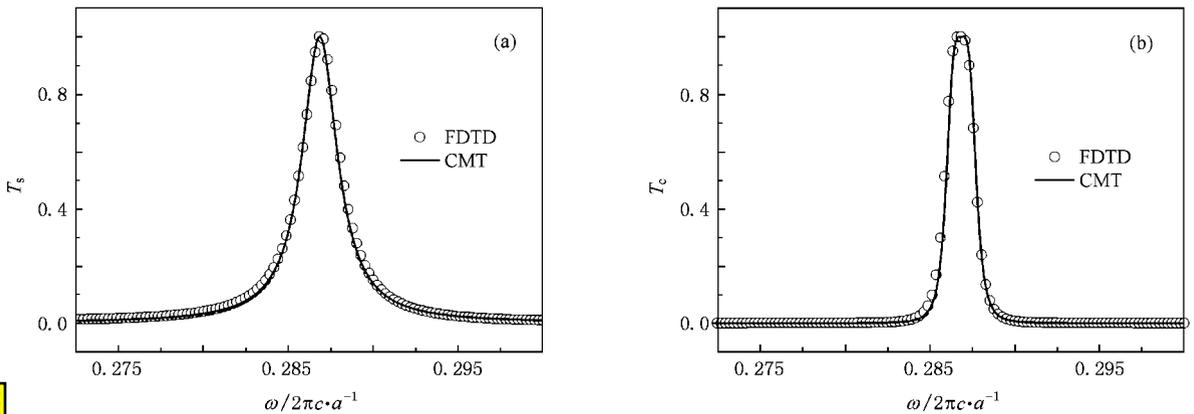


图 2 单、双光子晶体缺陷的透射谱 (a) 单缺陷情形 (b) 双缺陷直接耦合情形 (即 $d = a$)

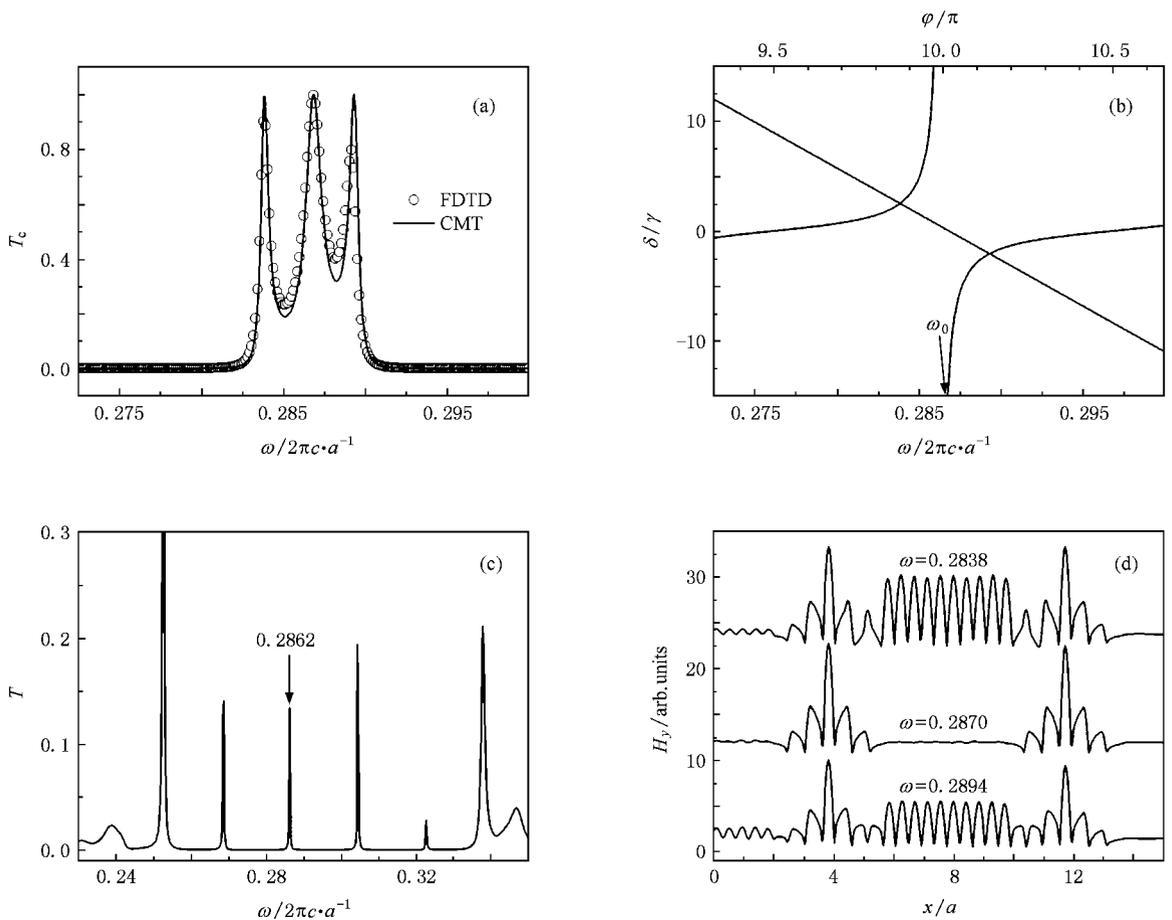


图 3 耦合波导长度为 $7.90a$ 时的缺陷耦合结构情况 (a) 由 FDTD 和 CMT 得到的透射谱 (b) 图解法得到透射峰的频率位置, (c) 耦合波导的缺陷模分布 (d) 信号频率为透射峰频率时的磁场分布

对于图 1 模型我们选取了不同的波导长度进行模拟计算. 结果表明, 模型结构的透射谱形状随波导长度 d 的增减呈现周期性变化. 其实由 (6) 和 (10) 式得到的结果也能看到这一点. 例如对于 $d = 7.90a$ 时的透射谱, 我们发现波导长度每增加或减少约 $0.70a$ 相同形状的透射谱就会重现. 下面具体讨论 $d = 7.90a$, $8.00a$, $8.25a$ 和 $8.60a$ 的情形, 它们是透射谱一个变化周期中的几种典型情况. 图 3(a) 所示是 $d = 7.90a$ 时的模拟测量透射谱和由 (6) 式得到的理论透射谱. 横坐标是归一化频率 ω , 即频率单位取为 $(2\pi c/a)$, 下面的讨论都用此单位. 首先, 我们发现模拟测量的透射谱包含了三个靠得很近的峰, 峰位分别位于 0.2838 , 0.2870 和 0.2894 . 这不同于通常两个缺陷耦合形成双峰形状的透射谱, 表明此时耦合波导缺陷模与光子晶体缺陷模有很强的耦合. 应该指出, 对于有限的计算时间, 时间谱变换到频率谱时在窄峰位置经常会因数据不足而出现峰值缺失, 因而图 3(a) 显示三个透射峰的高度略有不同.

为了更直观地解释此时的透射谱特征, 我们用图解法求解 (11) 式来确定透射峰的频率位置, 结果见图 3(b). 直线段和曲线段分别给出 (11) 式左右部分与归一化频率 ω 的函数关系, 交点横坐标就是透射峰的频率位置. 图 3(b) 顶部则标出根据 (10) 式计算得到的频率 ω 对应的相移 δ . 可以看到, 由于 ω_0 即 0.2870 对应的相移刚好落在 10π , 余切函数在此处变号并且取值变化很快, 造成在很窄的频率范围内出现两个交点 (即两个透射峰), 对应的频率值几乎对称地落在 ω_0 附近两侧. 这样, 加上 $\delta = 0$ 即缺陷模共振频率 ω_0 处的透射峰, 整个透射谱就呈现三峰结构. 图 3(c) 给出了这时耦合波导的缺陷模分布. 显然, 频率为 0.2862 的波导缺陷模 (图 3(c) 中的箭头所指) 很靠近 ω_0 , 它与 ω_0 的耦合是造成三个透射峰的根本原因. 在这种情况下, 反映耦合波导传输特性的公式 (4) 仍然成立, 这可由图 3(d) 得到证实. 图 3(d) 给出的是当入射信号频率取这三个透射峰频率时波导对称轴的磁场强度 H_y (磁场方向与空气

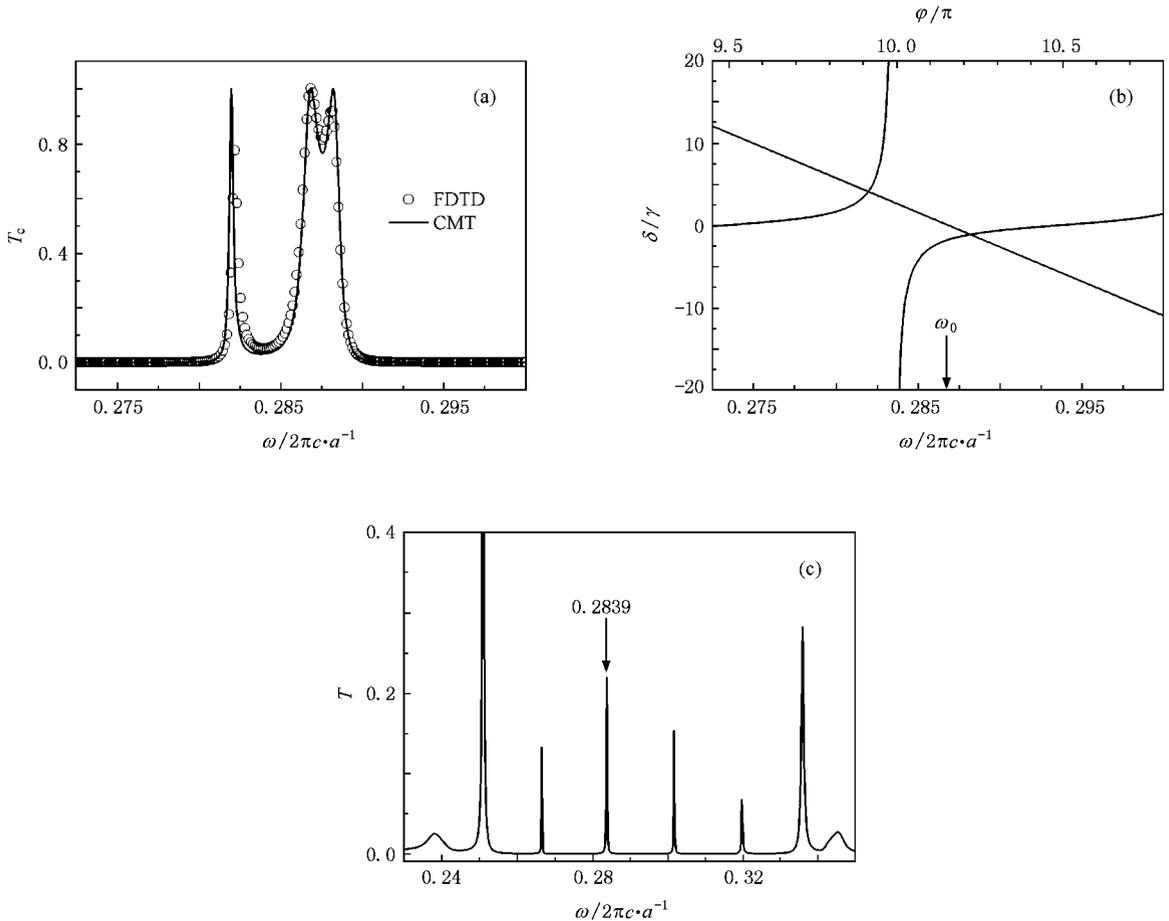


图 4 耦合波导长度为 $8.00a$ 时的缺陷耦合结构情况 (a) 由 FDTD 和 CMT 得到的透射谱 (b) 图解法得到透射峰的频率位置, (c) 耦合波导的缺陷模分布

柱平行)随位置 x 的分布. 由于波导通常在正反方向上存在信号传送(即以上提到的波导部件的输入输出场振幅 s_{-2} , s_{+2} , s_{-3} 和 s_{+3}), 因而场分布表现为不同程度的驻波形式, 但没有出现如左右两侧缺陷位置处明显的能量局域化. 下面列举例子的情形也类似, 故不再给出场分布图. 综合以上对图 3 的讨论可知, CMT 的理论谱与 FDTD 模拟测量谱非常符合, 表明理论模型虽然是从双缺陷通过一段波导的耦合这个角度来分析, 其结果实际上已内含了因多次反射而形成的波导缺陷模对透射谱形状的影响.

取 $d = 8.00a$ 时, 耦合波导长度有所增加, 导致信号在波导中的相移发生改变. 此时缺陷模共振频率 ω_0 附近的透射谱顶部平滑了许多, 只有一个较浅的下凹, 如图 4(a) 所示. 而理论结果也与模拟计算结果有很好的符合. 图 4(b) 用图解法表示了透射峰位置, 两个交点的横坐标值分别为 0.2820 和 0.2883, 加上 $\delta = 0$ 即缺陷模共振频率 ω_0 处的透射峰, 也存在三个峰. 从图 4(c) 给出的耦合波导的缺陷

陷模分布可以看到, 波导的缺陷模中只有 0.2839(图 4(c) 中的箭头所指处)较靠近 ω_0 , 它与光子晶体缺陷发生了弱耦合, 对 ω_0 附近的透射谱形状稍有影响.

继续增大 d 值至 $8.25a$ 可得到具有平滑顶部的透射谱, 如图 5(a) 所示, 其形状与没有耦合波导时的结果(图 3(b))几乎相同. 理论分析与模拟测量两方面在 ω_0 附近符合得很好, 但理论分析所预言的两侧透射峰位置与模拟测量结果有较大的偏差. 图 5(b) 表示了用图解法求解透射峰位置的情况. 从顶部横坐标可看到, ω_0 对应的相移刚好落在 10.5π 处, 这是余切函数值变化缓慢的区域, 图解法显示其附近只有一个交点, 这个交点的频率就是缺陷模共振频率 ω_0 , 而其他交点则对称地落在距离 ω_0 很远的地方. 我们在图 5(c) 给出了此时耦合波导的缺陷模分布, 可以看到最靠近 ω_0 、共振频率为 0.2779 和 0.2953 的两个缺陷模实际上都远离 ω_0 , 因而与

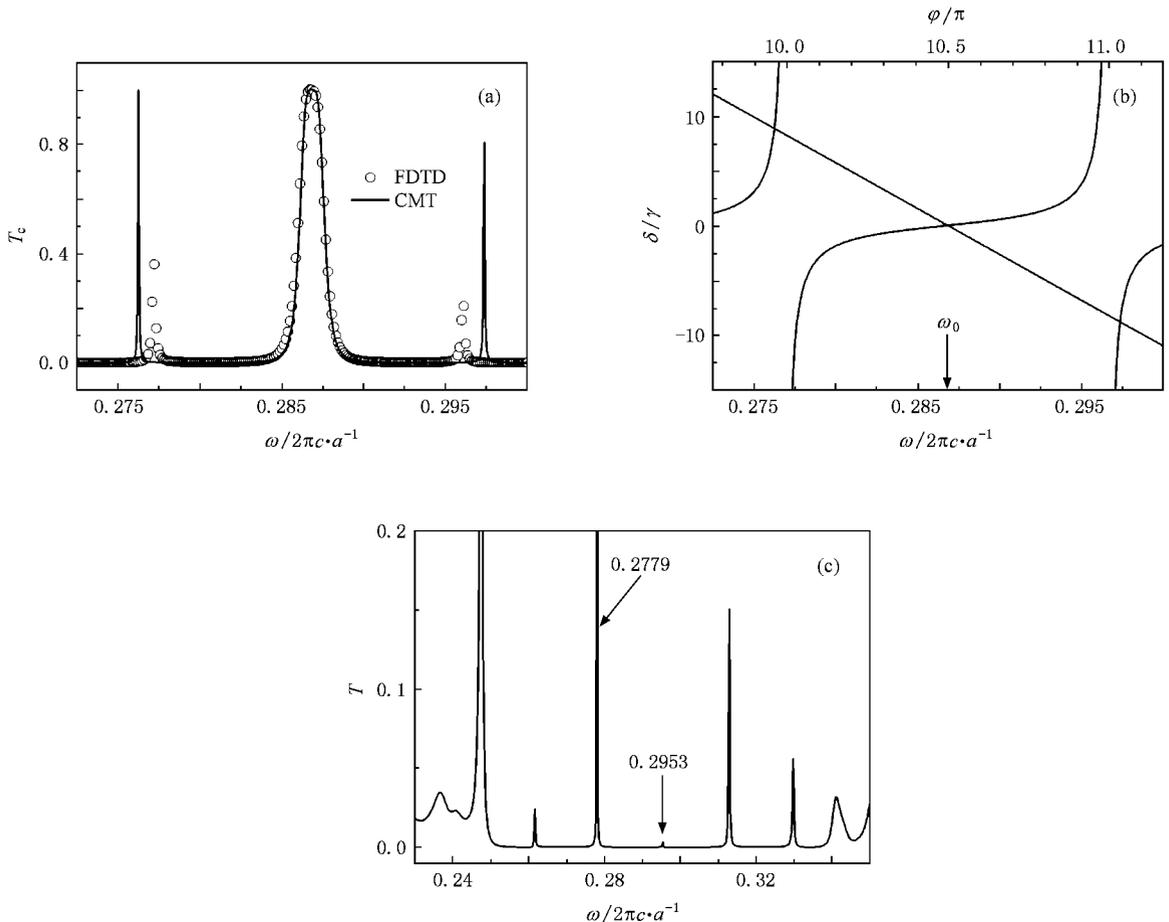


图 5 耦合波导长度为 $8.25a$ 时的缺陷耦合结构情况 (a) 由 FDTD 和 CMT 得到的透射谱 (b) 图解法得到透射峰的频率位置, (c) 耦合波导的缺陷模分布

共振频率为 ω_0 的缺陷模产生的耦合非常弱,这时的耦合波导主要起相移调节器的作用.应当指出,对于太弱的缺陷耦合用 CMT 进行准确描述会有困难.主要原因是我们在以上分析时提到,当信号频率落在缺陷模 ω_0 附近时,认为这些信号具有相同的横向传播常数 k 不会导致太大的偏差.但对于 $d = 8.25a$ 的情况,从图 5(c)可知,与 ω_0 靠得最近的

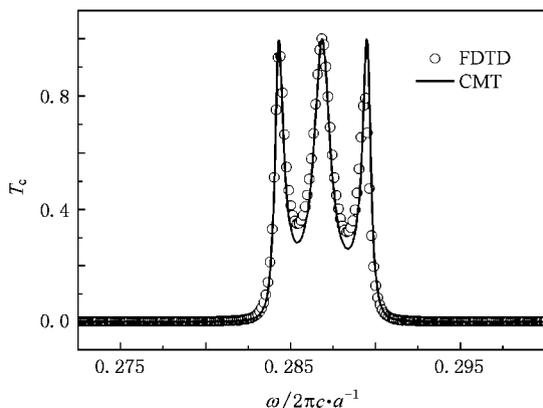


图 6 耦合波导长度为 $8.60a$ 时由 FDTD 和 CMT 得到的缺陷耦合结构的透射谱

导波缺陷模共振频率为 0.2779 和 0.2953 ,它们与 ω_0 的差值都超过了 3 倍的缺陷模频宽,属显著远离了 ω_0 的情形,这时认为它们对应着相同 k 值就会产生较大偏差.应当注意, ω_0 为 0.2870 ,缺陷模频宽 2γ 为 0.0026 .

继续增大 d 值至 $8.60a$,得到的透射谱如图 6 所示.显然,透射谱形状又回到以上 $d = 7.90a$ 时的情形,在此不再赘述.

5. 结 论

运用时间 CMT 和 FDTD 计算研究了条形耦合波导对光子晶体缺陷耦合结构透射谱形状的影响.结果表明,耦合波导主要通过两个途径施加作用.一是改变信号在两个缺陷之间传播所获得的相移,这决定于波导的色散关系和波导长度;二是通过波导缺陷模与所研究的光子晶体缺陷模的耦合,这决定于波导缺陷模的频率位置.通过改变波导长度可使透射谱形状呈现周期性变化.在缺陷模共振频率附近,理论分析与模拟计算两方面的结果符合很好.

[1] Joannopoulos J D, Johnson S G, Meade R D, Winn J N 2008 *Photonic Crystals, Molding the Flow of Light* (2th ed) (Princeton: Princeton University Press)

[2] Inoue K, Ohtaka K 2004 *Photonic Crystals* (Berlin: Springer-Verlag)

[3] Chen J C, Haus H A, Fan S, Villeneuve P R, Joannopoulos J D 1996 *J. Lightwave Tech.* **14** 2575

[4] Foresi J S, Villeneuve P R, Ferrara J, Thom E R, Steinmeyer G, Fan S, Joannopoulos J D, Kimerling L C, Smith H I, Ippen E P 1997 *Nature* **390** 143

[5] Soljacic M, Ibanescu M, Johnson S G, Fink Y, Joannopoulos J D 2002 *Phys. Rev. E* **66** 055601

[6] Yanik M F, Fan S, Soljacic M 2003 *Appl. Phys. Lett.* **83** 2741

[7] Lan S, Gopal A V, Kanamoto K, Ishikawa H 2004 *Appl. Phys. Lett.* **84** 5124

[8] Lin X S, Wu W Q, Zhou H, Zhou K F, Lan S 2006 *Opt. Express* **14** 2429

[9] O'Brien D, Settle M D, Karle T, Michaeli A, Salib M, Krauss T F 2007 *Opt. Express* **15** 1228

[10] Yang X, Husko C, Wong C W, Yu M, Kwong D L 2007 *Appl.*

Phys. Lett. **91** 051113

[11] Xu Y, Li Y, Lee R K, Yariv A 2000 *Phys. Rev. E* **62** 7389

[12] Fan S, Villeneuve P R, Joannopoulos J D, Haus A 1998 *Opt. Express* **3** 4

[13] Lan S, Nishikawa S, Sugimoto Y, Ikeda N, Asakawa K, Ishikawa H 2002 *Phys. Rev. B* **65** 165208

[14] Akahane Y, Asano T, Takano H, Song B S, Takana Y, Noda S 2005 *Opt. Express* **13** 2512

[15] Lin X S, Chen X W, Lan S 2005 *Chin. Phys. Lett.* **22** 1698

[16] Yariv A, Xu Y, Lee R K, Scherer A 1999 *Opt. Lett.* **24** 711

[17] Haus H A 1984 *Waves and Fields in Optoelectronics* (Englewood Cliffs: Prentice-Hall) Chap 7

[18] Fan S 2002 *Appl. Phys. Lett.* **80** 908

[19] Maes B, Bienstman P, Baets R 2005 *J. Opt. Soc. Am. B* **22** 1778

[20] Zhang K Q, Li D J 2001 *Electromagnetic Theory for Microwaves and Optoelectronics* (Beijing: Publishing House of Electronics Industry) Chap 6 (in Chinese) [张克潜、李德杰 2001 微波与光电子学中的电磁理论 (北京:电子工业出版社) 第 6 章]

Impact of a stripe waveguide to coupled defect modes of photonic crystals^{*}

Lin Xu-Sheng^{1,2)} Wu Li-Jun¹⁾ Guo Qi¹⁾ Hu Wei¹⁾ Lan Sheng^{1)†}

¹ *Laboratory of Photonic Information Technology, South China Normal University, Guangzhou 510006, China*

² *Department of Physics, Shantou University, Shantou 515063, China*

(Received 14 March 2008; revised manuscript received 28 August 2008)

Abstract

Coupled defect modes of photonic crystals can be characterized by the transmission spectrum shape that is closely linked to the stripe waveguide connecting the defects. Unlike the direct coupling cases where the phase shift of lightwave depends only on the defect mode frequency, we found that for the waveguide coupling cases the waveguide length and the dispersion relation must be also considered. By changing the waveguide length, the spectrum can exhibit periodically three-peak appearance, two-peak appearance, and flat top appearance. At frequencies close to the defect mode, the results of the coupled mode theory are in good agreement with the simulations using the finite-difference time-domain technique, verifying the validity of the theoretical model even in the complicated cases.

Keywords: photonic crystals, coupled defect mode, phase shift, transmission spectrum

PACC: 4270Q, 4280L

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60778032, 10674051).

[†] Corresponding author. E-mail: slan@senu.edu.cn