

## 太赫兹双芯光子带隙光纤定向耦合器\*

白晋军<sup>1)</sup> 王昌辉<sup>2)</sup> 侯宇<sup>2)</sup> 范飞<sup>2)</sup> 常胜江<sup>2)†</sup>

1) (天津工业大学电子与信息工程学院, 天津 300387)

2) (南开大学现代光学研究所, 天津 300071)

(2011年6月27日收到; 2011年8月19日收到修改稿)

提出了一种低损耗、宽频段太赫兹双芯光子带隙光纤定向耦合器, 光纤的包层由亚波长尺度呈三角晶格排列的空气孔组成, 两个纤芯分别由去掉7个空气孔构成. 利用全矢量有限元法对光纤的色散、耦合特性以及损耗特性进行了理论分析. 研究表明, 这种耦合器的损耗系数小于  $0.021 \text{ cm}^{-1}$ , 更重要的是可以实现  $0.14 \text{ THz}$  范围内的宽频定向耦合. 这种定向耦合器在太赫兹通信系统中滤波、波分复用、偏振分离和开关等技术中有潜在的应用价值.

**关键词:** 太赫兹, 太赫兹光子带隙光纤, 光纤耦合器, 耦合长度

**PACS:** 87.50.U-, 42.81.Gs, 42.70.Qs

## 1 引言

太赫兹 (THz) 波又称为毫米波和亚毫米波, 介于微波与红外辐射之间, 是电子学向光子学的过渡领域. 由于其所处的特殊波谱位置, THz 波具有透视性、安全性、高光谱信噪比等许多优越特性, 已经被广泛应用于物体成像、光谱分析、医疗诊断、材料分析测试以及无线通信等技术领域<sup>[1-10]</sup>.

近年来, 由于对 THz 波导的深入研究, 已经提出了许多高性能 THz 波导结构, 如裸金属线波导<sup>[11]</sup>、金属管波导<sup>[12]</sup>、亚波长聚合物光纤<sup>[13]</sup>、空芯光子晶体光纤<sup>[14]</sup>、多孔光纤<sup>[15]</sup>等. 随着 THz 波导技术的发展和传输性能的提高, 对基于波导结构的 THz 功能器件的研究也逐步成为一个新的研究热点. 迄今为止, THz 高双折射光纤已经被广泛讨论和研究, 但是对 THz 光纤定向耦合器的报道还比较少见. 2009年 Dupuis 等<sup>[16]</sup> 通过把两个亚波长聚合物光纤临近放置, 利用光纤包层中能量相互作用实现定向耦合. 对于这种光纤耦合器, THz 导模能量与吸收介质的重叠面积较小, 材料吸收损耗较低, 但是亚波长聚合物光纤以空气作为包层, 容易受到外界干扰而产生较大的散射损耗, 特别是

空气中水蒸气的影响. 为了克服外界的干扰, 2010年 Nielsen 等<sup>[17]</sup> 提出了一种双微结构纤芯的光子晶体光纤定向耦合器, 可以实现宽带定向耦合, 然而这种双芯耦合器结构复杂, 不易加工, 耦合长度太长 (约  $40 \text{ cm}$ ), 而且材料吸收损耗也比较大.

本文提出一种低损耗、宽频段 THz 双芯光子带隙光纤定向耦合器, 光纤的包层由亚波长尺度呈三角晶格排列的空气孔阵列构成, 两个纤芯分别由去掉7个空气孔组成. 为了探索一种可以实现宽频耦合的光纤定向耦合器, 设计了两种不同的双芯结构. 研究发现, 通过合理设计光纤双芯的距离, 可以实现损耗系数小于  $0.021 \text{ cm}^{-1}$ , 传输带宽为  $0.14 \text{ THz}$ , 耦合长度小于  $15 \text{ cm}$  的 THz 光纤定向耦合器.

## 2 光纤结构与模型分析方法

两种 THz 双芯光子带隙光纤定向耦合器的端面结构如图 1 所示. 在聚合物高密度聚乙烯 (HDPE) 中, 按三角晶格阵列沿光纤轴向周期性排列空气孔, 在光纤的纤芯中去掉 14 个空气孔形成双芯结构. 图 1(a) 中纤芯中心距离

\* 国家高技术研究发展计划 (863 计划) (批准号: 2011AA010205)、国家自然科学基金 (批准号: 61171027)、天津市自然科学基金重点项目 (批准号: 10JCZDJC15200) 和教育部博士点基金 (批准号: 20090031110033) 资助的课题.

† E-mail: sjchang@nankai.edu.cn

为  $3\Lambda$ , 称其为 I 型光纤, 图 1(b) 中纤芯中心距离为  $\sqrt{7}\Lambda$ , 称其为 II 型光纤. 为了消除表面模, 取纤芯半径  $R_c = \Lambda$  ( $\Lambda$  为晶格周期, 即包层中相邻两空气孔中心之间的距离). 在计算中, 取晶格周期  $\Lambda = 490 \mu\text{m}$ , 空气孔直径与晶格周期比  $d/\Lambda = 0.96$ , 空气折射率  $n_{\text{air}} = 1$ , 背景材料 HDPE 的折射率  $n_b = 1.534^{[18]}$ .

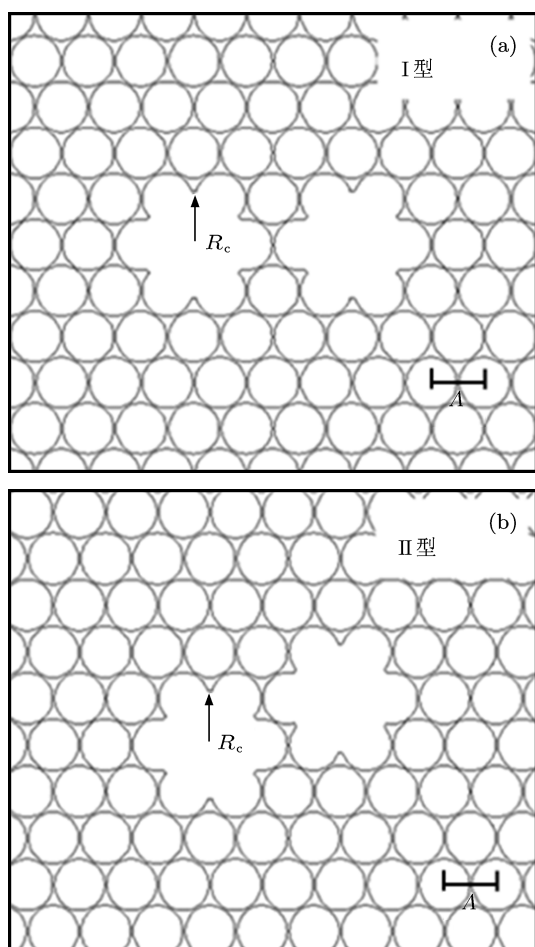


图 1 两种 THz 双芯光子带隙光纤的端面结构示意图 (a) 纤芯距离为  $3\Lambda$ , 称为 I 型光纤; (b) 纤芯距离为  $\sqrt{7}\Lambda$ , 称为 II 型光纤

全矢量有限元法是从 Maxwell 方程出发, 得到矢量波动方程:

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) - k_0^2 n^2 \mathbf{E} = 0, \quad (1)$$

其中  $\mathbf{E}$  是电场强度矢量,  $k_0$  是真空中波数,  $n$  是介质折射率. 由于光纤在纵向具有平移不变性, 可以将  $\mathbf{E}$  表述为

$$\mathbf{E}(x, y, z) = \mathbf{E}(x, y) \exp(-i\beta z), \quad (2)$$

$\beta$  是传播常数. 将求解区域 (光纤的端面) 进行离散

化, 由方程 (1) 可以得到本征值方程:

$$[\mathbf{K}]\{E\} = k_0^2 n_{\text{eff}}^2 [\mathbf{M}]\{E\}, \quad (3)$$

$[\mathbf{K}]$  和  $[\mathbf{M}]$  为有限元矩阵,  $\{E\}$  为离散化电场强度,  $n_{\text{eff}}$  为模式的有效折射率. 这样矢量波动方程变成标准的本征值问题, 通过数值求解, 可以得到光纤的模场分布及相应的模式折射率, 进而分析其色散、耦合特性以及损耗特性.

为了验证有限元法在计算双芯光子晶体光纤中的有效性, 我们利用 Rsoft 软件中基于平面波展开法的 Bandsolve 模块, 对 I 型光纤进行了对比研究. 利用平面波展开法计算光纤模式的有效折射率以及模场分布必须利用超元胞结构. 图 2 所示是我们选取的超元胞结构. 在计算中, 选取的超元胞结构越大, 计算精度越高, 但是计算时间也越长. 图 3 给出了 I 型光纤  $y$  偏振方向上奇模的有效折射率随频率的变化曲线, 图中实线是利用平面波展开法计算得到的结果, 点线是利用有限元法得到的结果. 从图中可以看出, 两条曲线几乎重叠在一起, 误差非常小. 由此可得, 利用全矢量有限元法来计算双芯光子晶体光纤的传导特性是可靠的.

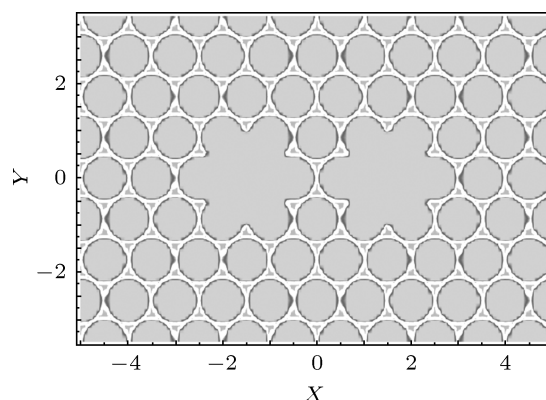


图 2 超元胞结构

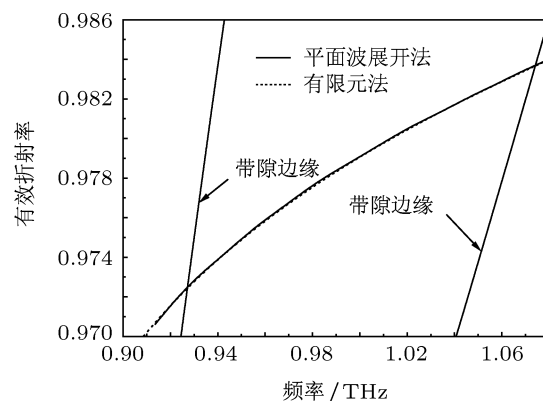


图 3 I 型光纤  $y$  偏振方向上奇模的有效折射率对比

### 3 数值结果与分析

#### 3.1 基模的有效折射率

图 4 给出了 THz 双芯光子带隙光纤基模的有效折射率以及光子带隙边缘随频率的变化曲线, (a) 图对应的是 I 型光纤, (b) 图对应的是 II 型光纤. 由于在光纤中引入两个纤芯, 基模在两个偏振方向上不再简并, 发生分裂, 并且在带隙范围内, 每个偏振方向上出现了两个本征模式, 分别称为偶模 (对称模) 和奇模 (反对称模). 为说明问题方便, 取双芯中心的连线方向为  $x$  轴方向, 垂直于连线的方向为  $y$  轴方向. 由图可知, I 型光纤在整个带隙区域内,  $y$  偏振方向上偶模的有效折射率要比奇模有效折射率大, 但是对于  $x$  偏振在  $f = 0.93$  THz 附近两种模式的色散曲线却出现一个交点, 从交点到高频区域, 偶模的有效折射率比奇模折射率大. 这个交点被称为去耦点, 此时偶模与奇模的传播常数趋于一致, 出现这种现象的主要原因是由于表面模的影响. 表面模对  $x$  偏振方向上偶模的影响较大, 对奇模的影响较小, 因此偶模的色散曲线比奇模的色散曲线更陡, 这就造成了两条色散曲线的相交; 但是在  $y$  偏振方向上, 表面模对偶模和奇模的影响差别较小,

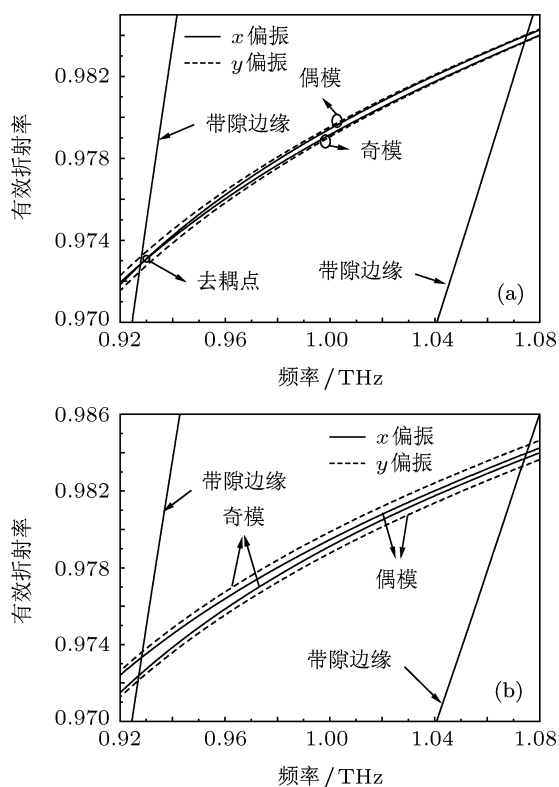


图 4 基模的有效折射率 (a) I 型光纤; (b) II 型光纤

故不会发生去耦现象<sup>[19]</sup>. 对于 II 型光纤, 在整个带隙区域内,  $y$  偏振奇模的有效折射率要比偶模的大, 对于  $x$  偏振方向则正好相反, 并且在两个偏振方向上都没有出现去耦现象. 这是由于  $x$  偏振方向上奇模受表面模影响较大, 色散曲线变化更陡, 故没有出现去耦点; 对于  $y$  偏振方向, 和 I 型光纤类似, 表面模对偶模和奇模的影响差别很小, 因此两条色散曲线几乎平行.

#### 3.2 耦合长度

为了研究双芯光子带隙光纤定向耦合器的耦合特性, 我们分析了 THz 双芯光纤的耦合长度. 耦合长度被定义为入射光功率从一个纤芯全部转移到另一个纤芯所需的光纤长度. 从模式理论角度来看, 耦合长度就是偶模和奇模产生“拍”长度的一半. 因此, 耦合长度可以表述为<sup>[20]</sup>

$$L_c = \frac{\pi}{|\beta_{\text{even}}^i - \beta_{\text{odd}}^i|} = \frac{\lambda}{2|n_{\text{even}}^i - n_{\text{odd}}^i|}, \quad i = x, y, \quad (4)$$

其中  $\beta_{\text{even}}^i$  和  $\beta_{\text{odd}}^i$  分别表示  $i$  偏振方向上偶模和奇模的传播常数,  $n_{\text{even}}^i$  和  $n_{\text{odd}}^i$  分别表示  $i$  偏振方向上偶模和奇模的有效折射率,  $\lambda$  表示真空中 THz 波的波长.

图 5 给出了双芯光子带隙光纤耦合长度随频率的变化曲线. 对于 I 型光纤,  $x$  偏振方向上耦合长度在低频区域随着频率的增大迅速减小, 在高频区域又随着频率的增大而逐步变大;  $y$  偏振方向上耦合长度则随着频率的增大单调递增, 几乎成线性变化关系, 从 0.92 THz 到 1.08 THz, 耦合长度从 0.208 m 变化到 0.308 m. 对于 II 型光纤,  $x$  偏振方向上耦合长度随着频率的增大逐步变大, 在 1.06 THz 附近达到最大值, 随后又随着频率的增大逐渐变小. 值得注意的是, 在  $y$  偏振方向上, 耦合长度随着频率的增大变化幅度非常小, 从 0.92 THz 到 1.08 THz, 耦合长度仅有 0.01 m 的变化, 即从 0.133 m 变化到 0.143 m. 综上所述, I 型光纤无论是利用  $x$  偏振还是  $y$  偏振方向的耦合特性, 都不宜用作于宽带定向耦合; 利用 II 型光纤  $y$  偏振方向的耦合特性, 可以实现 THz 波的宽带定向耦合. 尽管 II 型光纤这种结构比 Nielsen 等<sup>[17]</sup>提出的双微结构纤芯光子晶体光纤耦合器的耦合带宽要窄, 但是光子带隙光纤把导模大部分能量局域在空气纤芯中, 有效地降低了耦合器的材料吸收

损耗,而且也可以通过进一步增大占空比来扩展传输带宽.

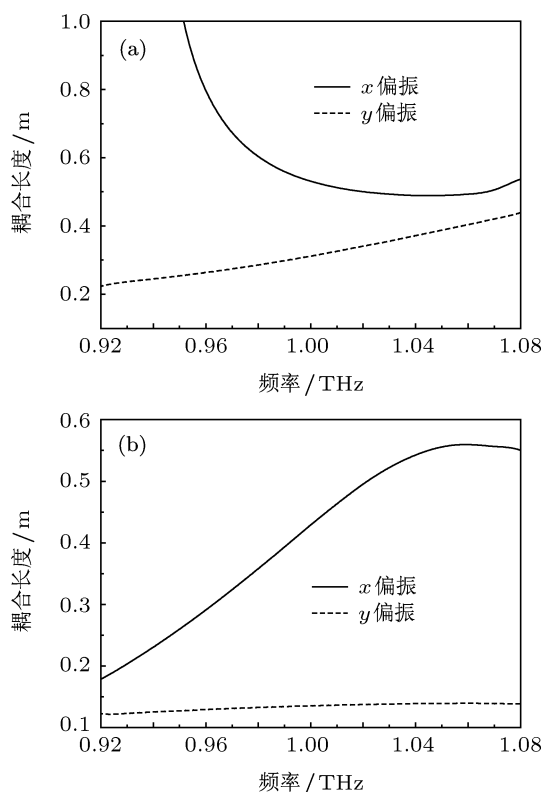


图5 耦合长度 (a) I型光纤; (b) II型光纤

### 3.3 泄漏损耗与材料吸收损耗

由于 THz 光子带隙光纤包层空气孔的层数是有限的,这将导致部分导模能量发生泄漏,一部分被光纤基底材料所吸收,一部分从光纤中辐射出去.因此光纤能量的损耗主要来源于材料吸收损耗和泄漏损耗,即

$$L_{total} = L_{leak} + L_{abs}, \quad (5)$$

$L_{total}$ ,  $L_{leak}$  和  $L_{abs}$  分别表示总能量损耗、泄漏损耗和材料吸收损耗. 泄漏损耗  $L_{leak}$  可以通过导模折射率的虚部求出:

$$L_{leak} = 2k_0 \text{Im}(n_{eff}), \quad (6)$$

$\text{Im}$  表示求虚部. 材料吸收损耗系数可由归一化材料吸收损耗系数与材料的体吸收系数的乘积表示<sup>[21]</sup>:

$$L_{abs} = \alpha_m L_{norm} = \alpha_m \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{\int_{\text{background}} n_b |E|^2 dA}{\left| \int_{\text{all}} S_z dA \right|} \quad (7)$$

其中  $\alpha_m$  是光纤基底材料的体吸收系数,“background”和“all”分别表示光纤的基底材料和整个光纤的横截面,  $n_b$  是基底材料的折射率.

图6给出了泄漏损耗  $L_{leak}$  随 THz 频率的变化曲线. 不管对于 I 型光纤还是 II 型光纤,在带隙的中央泄漏损耗都非常小,损耗系数小于  $10^{-7} \text{ cm}^{-1}$ ,随着频率临近带隙的边缘泄漏损耗迅速增大. 这是由于在带隙中央,大部分 THz 导模能量被局域在纤芯中传输,随着频率接近带隙的边缘,包层的带隙局域能力下降,导模能量迅速扩散到包层中,从而增大了光纤的泄漏损耗.

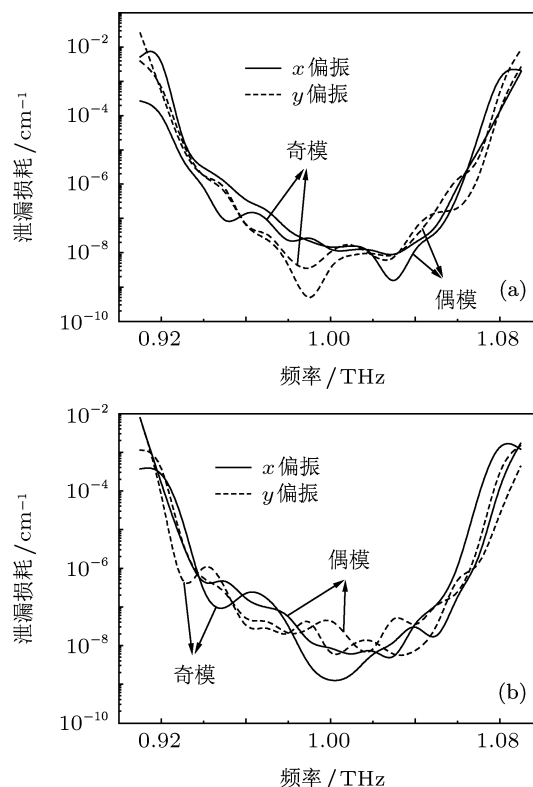


图6 泄露损耗 (a) I型光纤; (b) II型光纤

图7给出了归一化材料吸收损耗随频率的变化曲线. 从图中可以看出,在带隙中央,归一化材料吸收损耗低于 0.07,随着频率趋近于带隙边缘,吸收损耗迅速增大. 这是由于光子带隙效应把导模的大部分能量局域在空气纤芯中,从而显著地降低了导模的吸收损耗,当频率临近带隙边缘,包层带隙局域能力显著下降,导模能量迅速扩散到包层基底材料中,从而增大了光纤的吸收损耗. 这意味着导模的吸收损耗相对于基底材料体吸收损耗来说减小大约 15 倍. 如果光纤基底材料的体吸收系数为  $0.3 \text{ cm}^{-1}$ ,导模的吸收损耗系数将小

于  $0.021 \text{ cm}^{-1}$ . 由上可得, 泄漏损耗相比于材料吸收损耗几乎可以忽略不计, 也就是说这种光子带隙光纤的损耗主要来自于材料的吸收损耗. 值得注意的是, 相比于已报道的其他 THz 光纤结构, 我们设计的这种双芯光纤材料损耗相对较小.

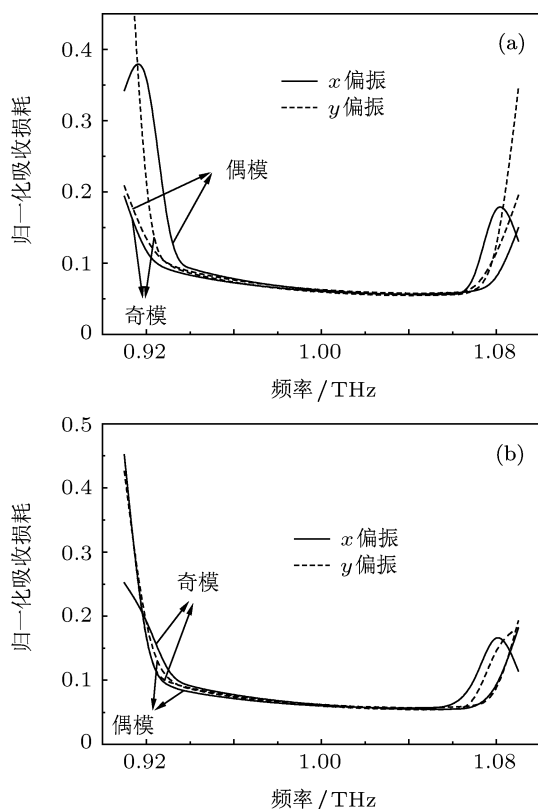


图7 归一化材料吸收损耗 (a) I型光纤; (b) II型光纤

### 3.4 群速度色散

群速度色散是光纤重要的性能参数之一, 色散会直接导致光脉冲在光纤传输过程中发生脉冲展宽, 致使前后脉冲相互重叠, 引起数字信号的码间串扰, 从而限制光纤传输速率的进一步提高. 在 THz 波段范围内, 空气和光纤基底材料 HDPE 的材料色散可以忽略不计, 因此, 光纤的群速度色散 (GVD) 可以由波导色散近似表示:

$$D = \frac{d^2 \text{Re}(\beta)}{d\omega^2}, \quad (8)$$

其中  $\omega$  是角频率,  $\text{Re}$  表示取实部,  $\beta$  是导模传播常数.

双芯光子带隙光纤群速度色散随频率的变化曲线如图 8 所示, 色散曲线在带隙边缘变化比较陡且迅速增大, 在带隙中央变化相对平缓, 随着频率的增大群速度色散缓慢增大. 对于 I 型光纤,  $x$  偏振方向上偶模比奇模的色散曲线变化更陡, 但是  $y$  偏

振方向上偶模和奇模的色散曲线变化规律基本一致. 对于 II 型光纤, 在带隙边缘区域两个偏振方向上奇模色散变化比偶模要陡, 在带隙的中央区域,  $y$  偏振方向的导模色散曲线要比  $x$  偏振方向更加平坦, 也就是说对于  $y$  偏振导模更适合宽带传输. 出现这些现象的原因主要在于表面模对导模的影响程度不同, 这和前面的分析结果是一致的.

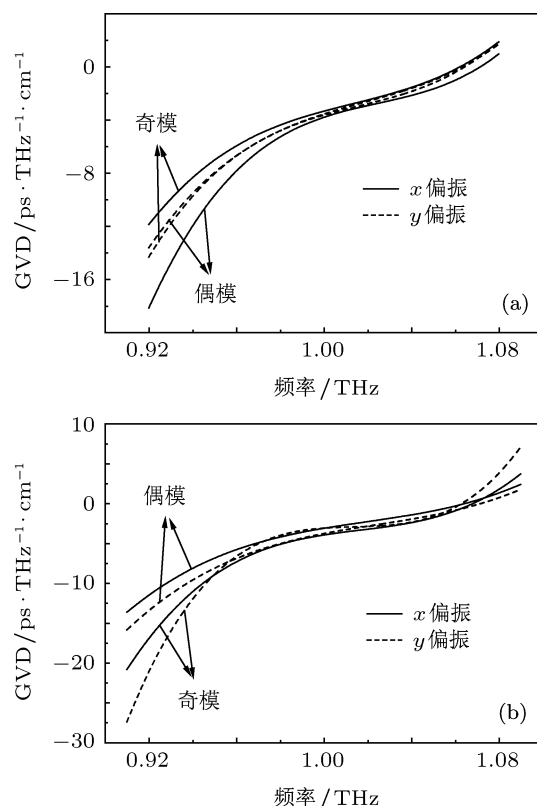


图8 群速度色散 (a) I型光纤; (b) II型光纤

## 4 结论

为了与 Nielsen 等<sup>[17]</sup>提出的双微结构纤芯光纤定向耦合器进行比较, 表 1 给出了两种光纤耦合器的特性参数. 从表中可以看出, 我们设计的双空芯光子晶体光纤耦合器与双微结构纤芯光子晶体光纤耦合器相比, 传输带宽较窄, 这主要是由于空芯光纤是基于光子带隙的带隙局域原理, 而微结构纤芯光纤是基于全内反射的原理, 不会受到光子带隙的约束. 由于在实际光纤通信中, 大部分系统采用的光源带宽都比较窄, 几乎是准单色光源, 因此这种窄带宽耦合器也可以满足实际需求. 然而双微结构纤芯耦合器的耦合长度超过 40 cm, 且传输损耗处于  $10^{-1} \text{ cm}^{-1}$  数量级, 而本文提出的光纤耦合器耦合长度在整个带隙范围内仅处于 13.5 cm 左

右, 其材料吸收损耗小于  $0.021 \text{ cm}^{-1}$ . 而且空芯耦合器相比于微结构纤芯耦合器更容易拉制, 控制微结构纤芯耦合器的主要困难集中于对两个微结构纤芯的加工上, 由于纤芯中空气孔的尺度处于亚波长量级, 运用现有的控制技术比如机械钻孔法都比较难实现, 然而双空芯耦合器的纤芯是大空气孔, 可以方便地利用堆积法和减法技术<sup>[14,16]</sup>进行拉制, 避免了对纤芯的精细加工处理.

综上所述, 本文提出了包层由三角晶格阵列空气孔构成的两种 THz 双芯光子带隙光纤定向耦

合器, 利用全矢量有限元法对光纤的基模有效折射率、耦合特性、损耗特性以及群速度色散进行了理论分析. 数值结果表明, 利用 II 型双芯光纤结构可以实现损耗系数小于  $0.021 \text{ cm}^{-1}$ , 传输带宽为 0.14 THz 范围内的宽带定向耦合, 而且光纤的群速度色散在传输带宽范围内也比较平坦. 这种聚合物空芯光纤定向耦合器在滤波、波分复用、偏振分离器和开关等技术领域中有着潜在的应用价值.

表 1 双芯 THz 光纤耦合器的特性比较

光纤结构	传输带宽	耦合长度	吸收损耗
双微结构纤芯 THz 光子晶体光纤定向耦合器	0.6 THz	~ 45 cm	处于 $10^{-1} \text{ cm}^{-1}$ 数量级
双空芯 THz 光子晶体光纤定向耦合器	0.14 THz	~ 13.5 cm	$< 0.021 \text{ cm}^{-1}$

- [1] O'Hara J, Grischkowsky D 2001 *Opt. Lett.* **26** 1918
- [2] Lee A W M, Hu Q 2005 *Opt. Lett.* **30** 2563
- [3] Stoik C D, Bohn M J, Blackshire J L 2008 *Opt. Express* **16** 17039
- [4] Tielrooij K J, Timmer R L A, Bakker H J, Bonn M 2009 *Phys. Rev. Lett.* **100** 198303-1
- [5] Han P Y, Cho G C, Zhang X C 2000 *Opt. Lett.* **25** 242
- [6] Mickan S P, Menikh A, Liu H B, Mannella C A, MacColl R, Abbott D, Munch J, Zhang X C 2002 *Phys. Medic. Biol.* **47** 3789
- [7] Wang W N, Li Y B, Yue W W 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 781 [王卫宁, 李元波, 岳伟伟 2005 物理学报 **54** 781]
- [8] Ma S H, Shi Y L, Xu X L, Yan W, Yang Y P, Wang L 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 4091 [马士华, 施宇蕾, 徐新龙, 严伟, 杨玉平, 汪力 2006 物理学报 **55** 4091]
- [9] Ma X J, Zhao H W, Dai B, Liu G F 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 3429 [马晓菁, 赵红卫, 代斌, 刘桂锋 2008 物理学报 **57** 3429]
- [10] Zhang X B, Shi W 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 4984 [张显斌, 施卫 2008 物理学报 **57** 4984]
- [11] McGowan R W, Gallot G, Grischkowsky D 1999 *Opt. Lett.* **24** 1431
- [12] Gallot G, Jamison S P, McGowan R W, Grischkowsky D 2000 *J. Opt. Soc. Am. B* **17** 851
- [13] Chen L J, Chen H W, Kao T F, Lu J Y, Sun C K 2006 *Opt. Lett.* **31** 308
- [14] Lu J Y, Yu C P, Chang H C, Chen H W, Li Y T, Pan C L, Sun C K 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 064105-1
- [15] Hassani A, Dupuis A, Skorobogatiya M 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 071101-1
- [16] Dupuis A, Allard J F, Morris D, Stoeffler K, Dubois C, Skorobogatiy M 2009 *Opt. Express* **17** 8012
- [17] Nielsen K, Rasmussen H K, Jepsen P U, Bang O 2010 *Opt. Lett.* **35** 2879
- [18] Chantry G W, Fleming J W, Smith P M, Cudby M, Willis H A 1971 *Chem. Phys. Lett.* **10** 473
- [19] Wang Z, Kai G, Liu Y, Liu J, Zhang C, Sun T, Wang C, Zhang W, Yuan S, Dong X 2005 *Opt. Lett.* **30** 2542
- [20] Saitoh K, Sato Y, Koshihara M 2003 *Opt. Express* **11** 3188
- [21] Atakaramians S, Afshar V S, Fischer B M, Abbott D, Monro T M 2008 *Opt. Express* **16** 8845

# Terahertz dual-core photonic band-gap fiber directional coupler\*

Bai Jin-Jun<sup>1)</sup> Wang Chang-Hui<sup>2)</sup> Hou Yu<sup>2)</sup> Fan Fei<sup>2)</sup> Chang Sheng-Jiang<sup>2)</sup>†

1) (*School of Electronics and Information Engineering, Tianjin Polytechnic University, Tianjin 300160, China*)

2) (*Institute of Modern Optics, Nankai University, Tianjin 300387, China*)

(Received 27 June 2011; revised manuscript received 19 August 2011)

## Abstract

A low-loss and broadband terahertz twin-core photonic band-gap fiber directional coupler is proposed, which consists of a cladding with a triangular lattice array of sub-wavelength air rods and two cores formed respectively by omitting seven nearby air rods. The group velocity dispersion, the coupling and the loss of the fibers are investigated by using a full-vector finite element method. The numerical simulations show that the loss coefficient of the coupler is less than  $0.021 \text{ cm}^{-1}$ , and the coupling broadband of 0.14 THz can be realized. The directional coupler has potential applications in terahertz communication systems, such as filtering, wavelength-division multiplexing, polarization isolation, switching and so on.

**Keywords:** terahertz, terahertz photonic band-gap fiber, fiber coupler, coupling length

**PACS:** 87.50.U-, 42.81.Gs, 42.70.Qs

---

\* Project supported by the National High Technology Research and Development Program of China (Grant No. 2011AA010205), National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61171027), Natural Science Foundation of Tianjin of China (Grant No. 10JCZDJC15200) and Doctoral Fund of Ministry of Education of China (Grant No. 20090031110033).

† E-mail: sjchang@nankai.edu.cn