

# 绝热耦合超对称光波导结构

陈欣, 孟伟, 楼慈波\*

宁波大学理学院, 浙江 宁波 315211

**摘要** 基于超对称的概念, 在超对称光学波导对的基础上设计出超对称三波导结构, 并引入斜波导作为绝热耦合中间介质, 以解决超对称波导器件的定向模式耦合问题。通过束传播方法模拟了耦合过程, 讨论了斜波导倾斜角对耦合效率的影响, 并得出了最佳的耦合条件。最后设计了一种基于超对称波导结构的三通道模分复用器, 为高速短程光复用/解复用交互技术提供了新思路。

**关键词** 光学器件; 超对称光学; 绝热耦合; 光波导; 模分复用

**中图分类号** TN25

**文献标识码** A

**doi:** 10.3788/AOS201939.0223001

## Structure of Adiabatic Coupled Supersymmetric Waveguides

Chen Xin, Meng Wei, Lou Cibo\*

Faculty of Science, Ningbo University, Ningbo, Zhejiang 315211, China

**Abstract** Based on the concept of supersymmetry, three supersymmetric waveguides are designed on the basis of supersymmetric optical waveguide pairs. To solve the directional mode coupling problem of supersymmetric waveguides, we insert a slant waveguide in the three supersymmetric waveguides as an adiabatic coupling medium. The coupling process is numerically simulated by beam propagation method (BPM). The effect of the slant waveguide's angle on coupling efficiency is discussed and the optimal coupling condition is obtained. Finally, a three-channel mode division multiplexer based on supersymmetric waveguides structure is designed, which provides a new idea for high-speed short-range optical multiplexing/demultiplexing technology.

**Key words** optical devices; supersymmetric optics; adiabatic coupling; optical waveguide; mode division multiplexer

**OCIS codes** 230.7370; 060.1810; 130.3990; 060.4230

## 1 引 言

超对称(SUSY)概念源于量子场论<sup>[1-2]</sup>, 其理论是由 Wess 和 Zumino 提出来的, 用以解决费米子与玻色子配对问题<sup>[3]</sup>。超对称理论解释了标准模型无法解释的一些问题<sup>[4]</sup>, 如著名的等级问题, 即为什么在电弱统一能标与大统一能标之间存在高达十几个数量级的差别。然而在实验上, 至今还没有观测到任何一种已知粒子的超对称伙伴。但这并不妨碍超对称理论的发展。此外, 超对称的概念还被借鉴到其他物理系统, 如离子阱<sup>[5]</sup>、级联激光<sup>[6-7]</sup>和导波光<sup>[8-9]</sup>。Miri 等<sup>[8]</sup>提出的超对称光学结构根据一个光学波导的本征模, 构建出其超对称伙伴, 两者之间可以通过一对产生和湮灭算符转换。随后, Heinrich 等<sup>[9]</sup>制备出了可见光波段的波导阵列型超对称光学结构, 通过实验观测到了超对称波导阵列

间的模式转换和能量传递, 为光波的模分复用提供了一种新的技术。但阵列结构占用空间比较大, 不利于光学集成; 而且, 光信号沿着传播方向在超对称波导阵列间会出现能量的周期性往返耦合, 没有解决模分复用器要求的能量的单向耦合。因此, 设计一种结构紧凑又能具备能量绝热耦合能力的光学超对称结构很有意义。目前, 用于模分复用的光学结构主要有多模干涉<sup>[10]</sup>、非对称 Y 形波导<sup>[11-12]</sup>、非对称平行波导<sup>[13]</sup>、绝热耦合<sup>[14]</sup>、光子灯笼<sup>[15]</sup>、光子晶体<sup>[16]</sup>等。另外, Paspalakis<sup>[17]</sup>提出了在两平行波导间引入一个耦合系数随传播距离变化的波导的设计, 它可以实现光能量从一个波导到另一波导的单向绝热耦合。随后, Salandrino 等<sup>[18]</sup>用一个倾斜的波导作为中间波导, 实现了三波导单向耦合的功能。这种绝热耦合的设计显然更简单, 可用于超对称波导对之间的单向能量耦合, 但需要解决不同模式之

收稿日期: 2018-08-13; 修回日期: 2018-09-03; 录用日期: 2018-09-17

\* E-mail: loucibo@nbu.edu.cn

间的能量单向耦合问题。

本文以具备 3 个模式的钛扩散铌酸锂波导为原波导(WG1),设计出了原波导的超对称波导伙伴(WG2)以及 WG2 的超对称波导伙伴(WG3),并在 3 个超对称波导间加入斜波导,实现了不同模式间能量的单向耦合,进而设计出一种新型的光信号空间模分复用(解复用)器。通过对斜波导参数的寻优,获得了高的复用和解复用耦合效率。

## 2 超对称三波导

光在平面波导中传输可以简化为在一个横向有效折射率分布为  $n_0 + \Delta n(x)$  的  $xz$  平面上沿  $z$  方向传播,其演化可以用静态傍轴亥姆霍兹方程<sup>[19]</sup>描述:

$$\left[ i\partial_z + \frac{1}{2k_0 n_0} \partial_x^2 + k_0 \Delta n(x) \right] E(x, z) = 0, \quad (1)$$

式中:  $k_0 = 2\pi/\lambda$ , 其中  $\lambda$  为波长;  $n_0$  为材料的折射率;  $\Delta n(x)$  为折射率的变化, 可视为波导的折射调制;  $E(x, z)$  为光振幅,  $E(x, z) = \Psi(x) \exp(-i\beta z)$ 。满足传播常数为  $\beta$  的本征值方程为

$$H\Psi(x) = -\beta\Psi(x), \quad (2)$$

式中:  $H = -[1/(2k_0 n_0)]d^2/dx^2 - k_0 \Delta n(x)$ 。对于一个给定波导(WG1)的折射率分布  $\Delta n_1(x)$ , Miri 等提供了一种生成超对称伙伴波导(WG2)折射率分布  $\Delta n_2(x)$  的方法<sup>[8]</sup>。如果 WG1 拥有至少一个模式  $\Psi_1^{(1)}(x)$ , 传播常数为  $\beta_1^{(1)}$ , 则超对称对可以通过(3)式建立联系, 即

$$\begin{cases} H_1 + [\beta_1^{(1)}]^2 = A^\dagger A \\ H_2 + [\beta_1^{(1)}]^2 = AA^\dagger \end{cases}, \quad (3)$$

式中:  $H_1$  和  $H_2$  分别为 WG1 和 WG2 的哈密顿算符; 超对称湮灭和产生算符对为

$$\begin{cases} A = +(1/\sqrt{2k_0 n_0})d/dx + W(x) \\ A^\dagger = -(1/\sqrt{2k_0 n_0})d/dx + W(x) \end{cases}, \quad (4)$$

$W(x)$  为待确定的超光势。因此 WG1 的光势及其超对称伙伴满足:

$$\begin{cases} k_0 \Delta n_1 = \beta_1^{(1)} - W^2 + \sqrt{\frac{1}{2k_0 n_0}} W' \\ k_0 \Delta n_2 = \beta_1^{(1)} - W^2 + \sqrt{\frac{1}{2k_0 n_0}} W' \end{cases}. \quad (5)$$

又因为  $A^\dagger A \psi_1^{(1)} = 0$ , 故可得  $A \psi_1^{(1)} = 0$ , 将(4)式代入(5)式, 可解得联系两个波导的超光势为

$$W(x) = -\sqrt{\frac{1}{2k_0 n_0}} \frac{d}{dx} \ln(\psi_1^{(1)}). \quad (6)$$

将(6)式代入(5)式可得 WG2 的折射率分布  $\Delta n_2$ 。

根据一般的铌酸锂波导制备参数, 设定 WG1 的折射率分布  $\Delta n_1 = 7 \times 10^{-3} \exp\{-[x/(2 \times 10^{-6})]^6\}$ , 如图 1(a) 所示。为方便以后实验观测, 设定工作波长  $\lambda = 532 \text{ nm}$ 。由(6)式可以计算得到 WG1 和 WG2 之间的超光势  $W_{12}(x)$  及其导数  $W'_{12}(x)$ , 如图 1(d) 所示。进而可得到 WG2 的折射率分布  $\Delta n_2$ , 如图 1(b) 所示。基于  $\Delta n_2$ , 又能计算得到其超对称伙伴  $\Delta n_3$ , 如图 1(c) 所示。

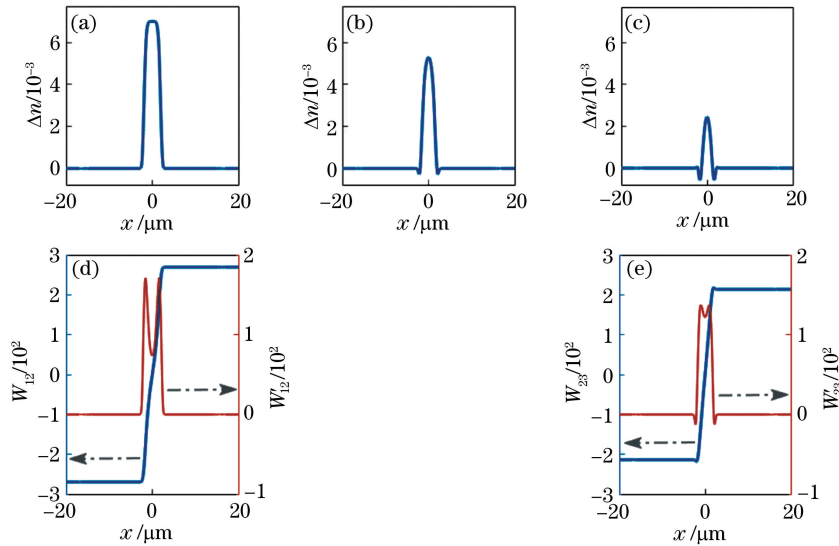


图 1 (a)原波导 WG1 的折射率分布; (b)WG1 的超对称伙伴 WG2 的折射率分布; (c)WG2 的超对称伙伴 WG3 的折射率分布; (d)超光势  $W_{12}$  和它的导数  $W'_{12}$ ; (e)超光势  $W_{23}$  和它的导数  $W'_{23}$

Fig. 1 (a) Refractive index distribution of primitive waveguide WG1; (b) refractive index distribution of WG1's SUSY partner WG2; (c) refractive index distribution of WG2's SUSY partner WG3; (d) super-potential  $W_{12}$  and its slope  $W'_{12}$ ; (e) super-potential  $W_{23}$  and its slope  $W'_{23}$

得到 3 个超对称伙伴波导的折射率分布后,就可以计算出的它们的本征模及对应的传播常数,如图 2 所示。

图 2(a)是原波导 WG1 的三个本征模,图 2(b)是 WG1 的超对称伙伴 WG2 的两个本征模,图 2(c)是 WG2 超对称伙伴 WG3 的基模。从图 2(d)中可

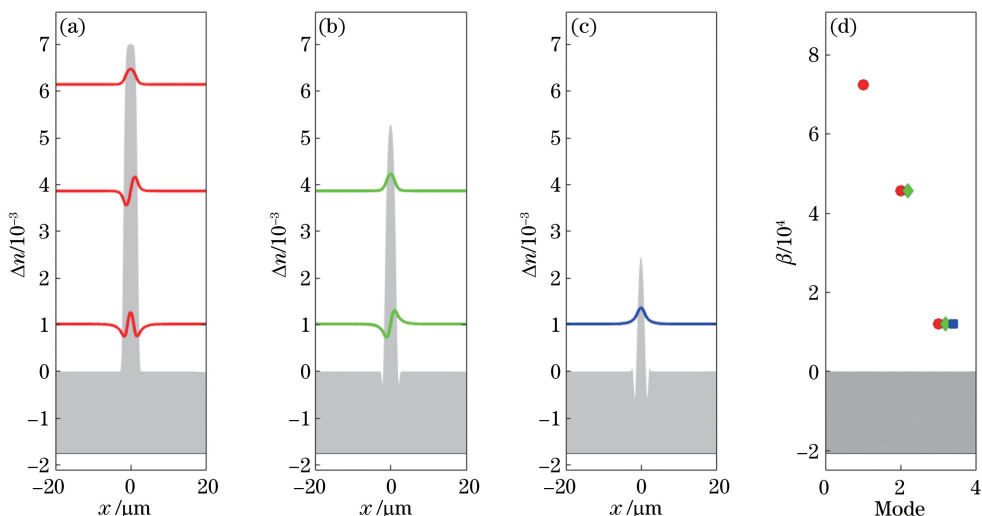


图 2 (a)原波导 WG1 的三个本征模;(b)WG2 的两个本征模;(c)WG3 的基模;(d)3 个超对称光学波导的本征值(传播常数)  
Fig. 2 (a) Primitive waveguide WG1's three bound modes; (b) WG2's two bound modes; (c) WG3's fundamental mode; (d) eigenvalues of three supersymmetric waveguides (propagation constant)

### 3 绝热耦合结构

当两个波导相互靠近时,有利于消逝场的耦合,具有相同传播常数的不同模式之间能实现能量耦合。采用束传播方法(BPM)数值模拟光信号在超对称波导间的耦合及传播过程。图 3(a)是中心距离为  $6 \mu\text{m}$ 且相互平行放置的 WG1 和 WG2(长度都为  $20 \text{ mm}$ )的耦合传播情况。

激发 WG1 的基模时,它的超对称伙伴 WG2 没有与 WG1 基模相对应的传播常数的模式,光仅能

以看到:WG2 的两个模式的传播常数与 WG1 除基模以外的两个模式分别相等;WG3 基模的传播常数和 WG2 的一阶模传播常数相等。可见,通过一个类产生算符可以得到比自身多一个模式的超对称伙伴,而用类湮灭算符则可以产生出比自身少一个基模的超对称伙伴。

在 WG1 中以基模的形式传播,不能耦合到 WG2 中,如图 3(b)所示。当仅激发 WG2 的基模时,光从 WG2 耦合到 WG1,又耦合回 WG2,如图 3(c)所示。这是因为 WG1 的一阶模和 WG2 的基模具有相同的传播常数,通过消逝场可以实现不同波导的模式间耦合。

同理,当仅激发 WG1 的二阶模式时,光在 WG2 与 WG1 之间往复耦合。若将 WG3 靠近 WG1 或 WG2 时,WG3 的基模与 WG1 的二阶模或 WG2 的一阶模之间也将发生能量耦合。

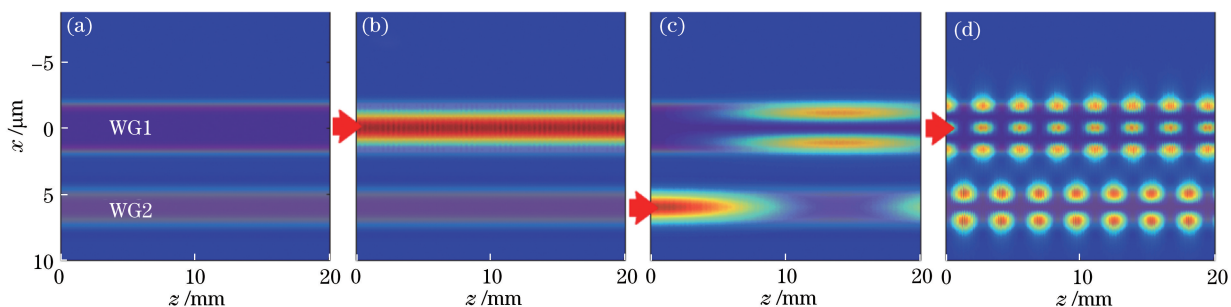


图 3 (a)相互平行的 WG1 和 WG2;(b)WG1 的基模被激发后的光传输数值模拟结果;(c)WG2 的基模被激发后的光传输数值模拟结果;(d)WG1 的二阶模被激发后的光传输数值模拟结果

Fig. 3 (a) Parallel waveguides WG1 and WG2; (b) numerical simulation result of optical propagation when WG1's fundamental mode is excited; (c) numerical simulation result of optical propagation when WG2's fundamental mode is excited; (c) numerical simulation result of optical propagation when WG1's 2nd mode is excited

Salandrino 等<sup>[18]</sup>类比光学暗态的概念,用 3 个具有相同模式的单模脊柱波导构建能量单向传输的绝热耦合器,其中两个波导平行放置,另一个倾斜放置在中间。当 WG1 与 WG3 中心间距为 11  $\mu\text{m}$  时,因为消逝场不再有重叠区, WG1 的二阶模和 WG3 的基模之间不再发生能量耦合,故在两者之间加入一个长度为 9.5 mm,与传播方向夹角为  $\theta$  的倾斜 WG3 波导(TWG31),如图 4(a)所示。3 个波导具有相同的传播常数,随着传播距离的增加, WG3 与 TWG31 之间的耦合效率呈指数增长: $\kappa(z) = \kappa_0 \exp(\theta z)$ ,而 WG1 与 TWG31 之间的耦合效率呈指数衰

减: $\kappa(z) = \kappa_0 \exp(-\theta z)$ ,  $\kappa_0$  为 TWG31 与 WG1、WG3 有相同耦合量时的耦合系数。初始时,仅 WG3 基模被激发,能量逐渐从 WG3 通过 TWG31 传递到 WG1,若要实现能量从 WG3 到 WG1 的绝热耦合就要控制耦合系数的指数衰减和增长率,即控制倾斜角  $\theta$ 。图 4(b)显示出 WG3 到 WG1 的耦合效率  $\eta$  随 TWG31 倾斜角  $\theta$  增大整体呈先增强后减弱的趋势,并在  $\theta = 0.185$  mrad 时达到最大,  $\eta_{\text{max}} = 99.52\%$ 。此时,光传播过程的数值模拟结果如图 5(a)所示。WG3 中的能量耦合到 WG1 中,而且不再往回耦合,实现了绝热耦合。

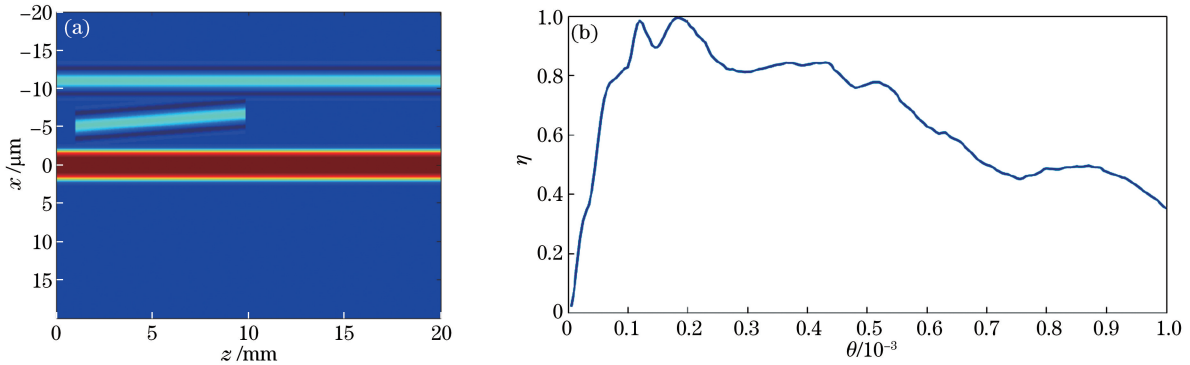


图 4 (a)三波导耦合结构;(b)不同斜波导角度下的耦合效率

Fig. 4 (a) Structure of three-core coupled waveguides coupling; (b) coupling efficiency at different slant angles of intermediate waveguide

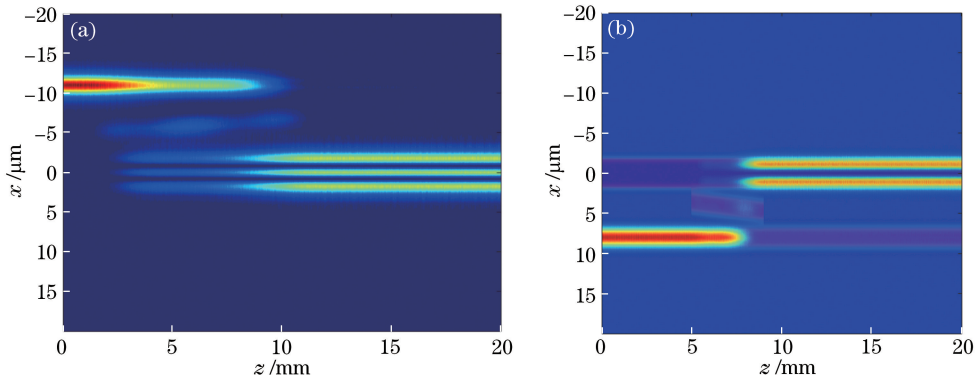


图 5 绝热耦合传播的数值模拟结果。(a)WG3 到 WG1;(b)WG2 到 WG1(附结构背景)

Fig. 5 Numerical simulation of adiabatic coupling. (a) From WG3 to WG1; (b) from WG2 to WG1 (with channels)

同理,构建 WG2 到 WG1 的绝热耦合通道。通过数值模拟可以得到,当中间斜波导 TWG21(长 4.5 mm)的倾角为  $-0.28$  mrad 时,耦合效率达到最高,为 98.46%。耦合过程如图 5(b)所示:WG2 与 WG1 之间有 8  $\mu\text{m}$  的距离,当下方 WG2 通道的基模被激发后,两平行波导间不能产生能量交换;而当 TWG21 被引入后, WG2 的基模能量就可以近乎绝热地耦合到 WG1 通道,以 WG1 的一阶模的形式传播。

#### 4 超对称三通道模分复用结构

将 WG1 作为光信号传输的总线,两边搭载 WG2 和 WG3。3 个波导都仅用其基模加载 3 个光信号, WG2 中基模的光信号将耦合到 WG1 中,并以其一阶模的形式传播; WG3 的基模信号也将耦合到 WG1 中,以 WG1 的二阶模的形式传播。加载优化后的斜波导 TWG21 和 TWG31 用以确保光信号的单向绝热耦合,构成一个三通道的光信号空间模

式复用器(MAM),如图 6 的左前段所示。3 个独立的信号加载在 3 个超对称波导伙伴的基模上,最后都耦合到 WG1 中,以 WG1 的 3 个不同模式在 WG1 总线中可长距离传输 3 个光信号。在总线 WG1 传输末端的两侧同样搭载 WG2 和 WG3,通过斜波导 TWG12 和 TWG13 的辅助,将 WG1 中一阶模式和二阶模式加载的光信号分离到 WG2 的基模和 WG3 的基模,构建出一个空间模式解复用器

(MDM),如图 6 右后段所示。

用于数值模拟的上述结构如图 7(a)所示,从左到右可分为 5 个部分,分别是 3 个独立信号的输入段、信号的复用段、总线传输段、信号解复用段和信号输出段。五部分的长度分别为 5, 14, 22, 14, 5 mm;复用段为 WG2 绝热耦合到 WG1 衔接 WG3 绝热耦合到 WG1 的结构,具体为上文优化后的参数;解复用段为复用段的镜像结构。

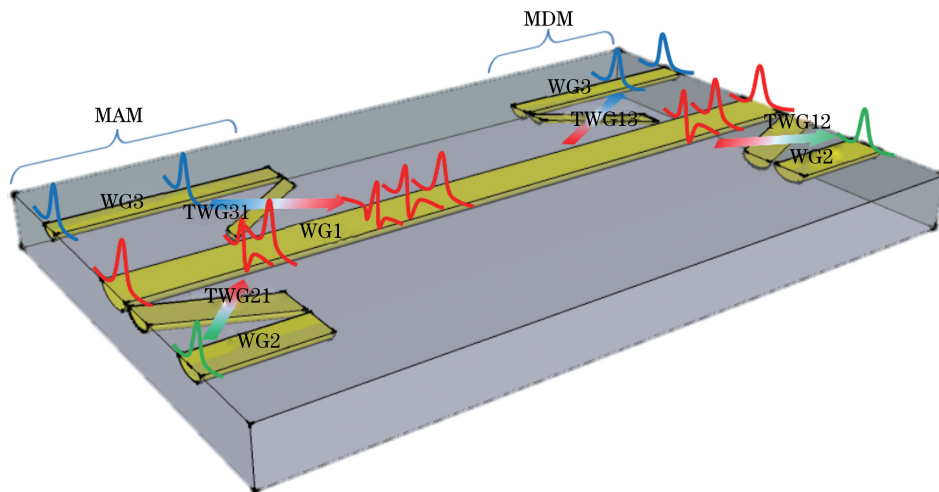


图 6 超对称三波导模分复用器结构

Fig. 6 Structure of SUSY three waveguides mode division multiplexing

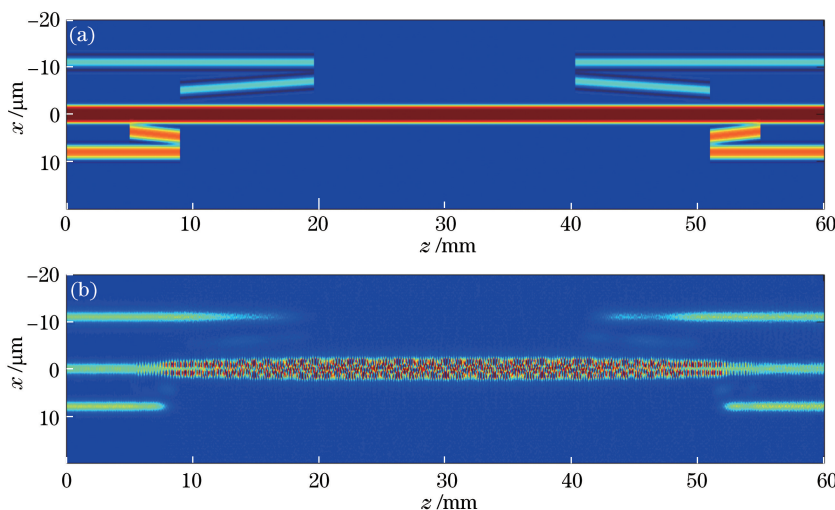


图 7 (a)超对称三波导模分复用器结构;(b)传输过程的模拟结果

Fig. 7 (a)Structure of SUSY three waveguides mode division multiplexing; (b) simulation results of propagation

图 7(b)为光传输的模拟结果,在复用段和解复用段,信号光被高效耦合。WG1、WG2 和 WG3 通道信号光的损耗分别为 0.19 dB、0.13 dB 和 0.12 dB,串扰分别为 -16.13 dB、-16.90 dB 和 -18.54 dB。

## 5 结 论

本课题组基于光学超对称理论构建 3 个互为超

对称的光学波导 WG1、WG2 和 WG3,以此设计出三通道超对称模分复用器。通过优化的斜波导倾角实现作为总线的 WG1 与另外两信道 WG2、WG3 间的能量单向绝热耦合。数值模拟结果表明,此模分复用器可以有效地对 3 个独立的信号光进行复用和解复用。信道的损耗均小于 0.2 dB,串扰均小于 -16 dB。由于采用钛扩散铌酸锂波导作为器件材

料,因此,现有指标略低于基于绝缘体硅片(SOI)材料的模分复用器。用斜波导的方式进行绝热耦合设计难度低,为进一步在SOI材料上缩小器件体积,优化参数,获取更有效的模分复用器件提供了新的设计思路。

## 参 考 文 献

- [1] Ramond P. Dual theory for free fermions [J]. *Physical Review D*, 1971, 3(10): 2415-2418.
- [2] Neveu A, Schwarz J H. Factorizable dual model of pions[J]. *Nuclear Physics B*, 1971, 31(1): 86-112.
- [3] Wess J, Zumino B. Supergauge invariant extension of quantum electrodynamics [J]. *Nuclear Physics B*, 1974, 78(1): 1-13.
- [4] Jones T. Supersymmetry: theory, experiment and cosmology [J]. *Classical and Quantum Gravity*, 2008, 25(12): 129001.
- [5] Yu Y, Yang K. Simulating the Wess-Zumino supersymmetry model in optical lattices[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 105(15): 150605.
- [6] Radovanović J, Milanović V, Ikončić Z, *et al.* Quantum-well shape optimization for intersubband-related electro-optic modulation properties [J]. *Physical Review B*, 1999, 59(8): 5637.
- [7] Bai J, Citrin D S. Supersymmetric optimization of second-harmonic generation in mid-infrared quantum cascade lasers [J]. *Optics Express*, 2006, 14(9): 4043-4048.
- [8] Miri M A, Heinrich M, El-Ganainy R, *et al.* Supersymmetric optical structures [J]. *Physical Review Letters*, 2013, 110(23): 233902.
- [9] Heinrich M, Miri M A, Stützer S, *et al.* Supersymmetric mode converters [J]. *Nature Communications*, 2014, 5(4): 3698.
- [10] Kawaguchi Y, Tsutsumi K. Mode multiplexing and demultiplexing devices using multimode interference couplers[J]. *Electronics Letters*, 2002, 38(25): 1701-1702.
- [11] Veldhuis G J, Berends J H, Lambeck P V. Design and characterization of a mode-splitting  $\Psi$ -junction [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 1996, 14(7): 1746-1752.
- [12] Riesen N, Love J D. Design of mode-sorting asymmetric Y-junctions [J]. *Applied Optics*, 2012, 51(15): 2778-2783.
- [13] Luo L W, Ophir N, Chen C P, *et al.* WDM-compatible mode-division multiplexing on a silicon chip [J]. *Nature Communications*, 2014, 5(2): 3069.
- [14] Xing J J, Li Z Y, Xiao X, *et al.* Two-mode multiplexer and demultiplexer based on adiabatic couplers[J]. *Optics Letters*, 2013, 38(17): 3468-3470.
- [15] Chen J, Huang Q Q, Zhang Q W, *et al.* Orthogonal frequency division/mode division multiplexing IM-DD multimode fiber transmission system based on photonic lanterns[J]. *Acta Optica Sinica*, 2018, 38(6): 0606008.  
陈健, 黄青青, 张倩武, 等. 基于光子灯笼的正交频分/模分复用 IM-DD 多模光纤传输系统[J]. *光学学报*, 2018, 38(6): 0606008.
- [16] Fu P D, Chen H M. Design and performance analysis of three-mode division multi/demultiplexer based on two-dimensional photonic crystals [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2017, 54(2): 020602.  
付培栋, 陈鹤鸣. 基于二维光子晶体三模式模分复用/解复用器的设计与性能分析[J]. *激光与光电子学进展*, 2017, 54(2): 020602.
- [17] Paspalakis E. Adiabatic three-waveguide directional coupler[J]. *Optics Communications*, 2006, 258(1): 30-34.
- [18] Salandrino A, Makris K, Christodoulides D N, *et al.* Analysis of a three-core adiabatic directional coupler [J]. *Optics Communications*, 2009, 282(23): 4524-4526.
- [19] Longhi S. Quantum-optical analogies using photonic structures[J]. *Laser & Photonics Review*, 2009, 3(3): 243-261.