



基于下山单纯形算法逆向设计二维光子晶体波导型 1×5 分束器

柯航 李培丽 施伟华

Two-dimensional photonic crystal waveguide 1×5 beam splitter reversely designed by downhill-simplex algorithm

Ke Hang Li Pei-Li Shi Wei-Hua

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 144204 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20220328

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220328>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于自准直效应的光子晶体异质结偏振分束器

Heterojunction polarization beam splitter based on self-collimation in photonic crystal

物理学报. 2018, 67(3): 034204 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171815>

基于二维六方氮化硼材料的光子晶体非对称传输异质结构设计

Design of asymmetric transmission of photonic crystal heterostructure based on two-dimensional hexagonal boron nitride material

物理学报. 2021, 70(2): 028501 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20200741>

二维介电光子晶体中的赝自旋态与拓扑相变

Pseudospin states and topological phase transitions in two-dimensional photonic crystals made of dielectric materials

物理学报. 2020, 69(9): 094206 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191962>

基于结构反转二维光子晶体的拓扑相变及拓扑边界态的构建

Topological phase transition based on structure reversal of two-dimensional photonic crystals and construction of topological edge states

物理学报. 2020, 69(18): 184101 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200415>

基于移动渐近线算法的大角度偏转分束器的智能设计

Intelligent design of large angle deflection beam splitter based on method of moving asymptotes

物理学报. 2021, 70(23): 234102 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210117>

基于金属狭缝阵列的各向异性偏振分束器

Anisotropic polarization beam splitter based on metal slit array

物理学报. 2018, 67(9): 094102 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172292>

基于下山单纯形算法逆向设计二维光子晶体波导型 1×5 分束器

柯航 李培丽[†] 施伟华

(南京邮电大学电子与光学工程学院, 南京 210023)

(2022年2月24日收到; 2022年3月17日收到修改稿)

提出了一种新颖的二维光子晶体波导型 1×5 分束器, 为了提高分束器的优化效率和分束性能, 利用下山单纯形算法, 对提出的 1×5 分束器进行逆向设计和研究. 结果表明, 改变耦合区域介质柱半径、Y 分支波导中央的调控介质柱半径及其横向偏移量, 可以调节分束器 5 个输出端口的输出光功率比例; 利用下山单纯形算法, 根据特定的分光比目标, 对耦合区域介质柱半径、调控介质柱半径及其横向偏移量进行优化, 可以逆向设计出总透过率达到 99% 以上、附加损耗小于 0.044 dB 以及响应时间小于 1 ps 的不同分光比的 1×5 分束器. 此外, 对逆向设计的 1×5 分束器进行了工艺误差分析, 确定了各优化参量在实际加工中允许的误差范围, 为器件的制作提供了理论参考. 该 1×5 分束器分光比设计灵活, 优化效率高, 性能优良, 尺寸小, 在光子集成电路等领域中具有广泛的应用前景.

关键词: 分束器, 逆向设计, 下山单纯形算法, 光子晶体

PACS: 42.79.Fm, 42.70.Qs, 42.82.Et

DOI: 10.7498/aps.71.20220328

1 引言

光功率分束器是光子集成电路、无源光网络等领域的重要组成器件, 主要功能是实现光信号的分路、合路及路由^[1,2]. 在实际光学系统中, 要求光功率分束器具有附加损耗低、均匀性好、带宽宽、尺寸小等特点^[3,4]. 近年来, 人们已经提出大量基于不同结构材料的分束器, 主要可分为熔融拉锥型全光纤分束器^[5]、分立光学元件型分束器^[6]、平面波导型光分束器^[7]和基于光子晶体的分束器^[8]. 其中, 光子晶体分束器尺寸更小、传输效率更高、附加损耗更低, 非常适用于高密度、大规模集成.

2016年, 胡建荣等^[9]基于 1×2 光子晶体波导和谐振腔, 提出了一种超紧凑型 1×8 太赫兹波等比分束器, 总透过率为 93.6%; 2017年, Singh 等^[10]提

出了一种基于光子晶体波导的 1×5 等比分束器, 总透过率达到 99.2%; 2018年, Rakshitha 等^[11]基于光子晶体波导和环形谐振腔, 在同一结构上实现了 1×4 和 1×8 等比分束, 总透过率为 91.23%; 2020年, 刘凯柱等^[12]提出了一种基于非线性谐振腔和自准直效应的 1×3 光子晶体分束器, 通过控制泵浦光的入射, 可以任意选择其中一个或两个甚至全部通道进行输出; 2021年, 金轶群等^[13]提出了一种基于多模干涉的新型二维三角晶格光子晶体 1×4 分束器, 通过改变输出端 4 个耦合微腔内的介质柱半径, 可以实现各端口等比或在一定范围内的不同分光比输出, 总透过率达到 98% 以上; Moumeni 等^[14]提出了一种基于光子晶体波导和环形槽腔的 1×2 , 1×4 和 1×8 的 Y 型等比分束器, 通过改变 Y 分支处部分结构和使用拓扑优化, 实现了接近 100% 的总透过率.

[†] 通信作者. E-mail: lipl@njupt.edu.cn

目前在优化设计光子晶体分束器时,通常采用传统的控制变量法,研究特定结构参量对分束器性能的影响,以实现较优分束效果.这种优化设计方法耗时长、效率低;当参数变量较多时,分束器难以实现最优的分束性能.此外,在优化多通道光子晶体分束器时,此方法无法实现分束器分光比的灵活可设计.

本文提出了一种新颖的光子晶体波导型 1×5 分束结构,并将下山单纯形算法 (downhill-simplex algorithm, DSA)^[15-17] 应用到该结构的优化设计中,实现了性能优良、分光比灵活可设计的 1×5 分束器,解决了现有光子晶体分束器优化效率低、分光比设计不灵活等问题.在完整的二维正方晶格硅光子晶体中,引入两个对称分布的特殊 Y 分支波导,通过改变耦合区域介质柱半径、Y 分支波导中央的调控介质柱半径及其横向偏移量,可以调节分束器 5 个输出端口的输出光功率比例.基于 DSA,根据特定分束目标,对耦合区域介质柱半径、调控介质柱半径及其横向偏移量进行优化,可以逆向设计出不同分光比的 1×5 分束器;对设计的 1×5 分束器的性能进行分析,重点研究了分束器的透过率、附加损耗、分光比和响应时间.此外,还对该 1×5 分束器进行了工艺误差分析,确定了各优化参量在实际加工中允许的误差范围.

2 理论模型与原理分析

2.1 结构设计

提出的基于二维光子晶体的分光比灵活可设计 1×5 分束器结构如图 1 所示.在低折射率介质空气中排列 20×21 的圆柱形硅介质柱,介质柱折射率 $n = 3.46$;为了使该完整光子晶体结构拥有较宽的 TE 模带隙,且该带隙的中心频率对应的波长落在 $1.55 \mu\text{m}$ 附近,取晶格常数 $a = 0.625 \mu\text{m}$,半径 $r = 0.2a$;光子晶体的四周设有完美匹配层,它是在计算域边界设置的一种特殊的介质层,用于吸收所有入射到边界上的能量而不产生反射,该介质层的厚度 $w = 0.5 \mu\text{m}$.

沿水平方向将中央一排介质柱移除,形成主波导 W_1 ,主波导左端口为光输入端 Input,右端口为光输出端 Port₁.在主波导 W_1 中央上下两侧移除部分介质柱,引入两个特殊 Y 分支波导,形成 4 条沿 W_1 对称分布的弯曲波导 W_2, W_3, W_4 和 W_5 ,

输出端口分别为 Port₂, Port₃, Port₄ 和 Port₅.主波导与四个弯曲波导均为单模波导,只能传输单一基模,无法传输高阶模.主波导 W_1 与 Y 分支波导的交汇处为两个耦合区域,上下侧两个耦合区域的介质柱半径分别为 R_1 和 R_2 .散射介质柱会影响光在弯曲波导中的传输^[18,19].为了减小光在弯曲波导中的散射损耗、提高分束器的总透过率,在每个弯曲波导侧边引入三个散射介质柱,如图 1 黄色标记所示,每个散射介质柱位于临近四个介质柱的中心,其几何参数与普通硅介质柱相同.同时,在上下两个 Y 分支波导中央分别引入一个调控介质柱,半径为 R_3 和 R_4 ,如图 1 绿色标记所示,每个调控介质柱也位于临近四个介质柱的中心.当调控介质柱沿水平方向右移时,二者的横向偏移量分别为 Offset₁ 和 Offset₂.

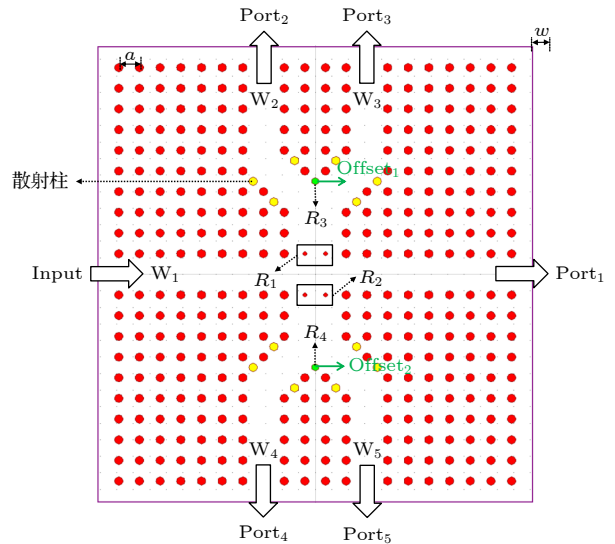


图 1 二维光子晶体 1×5 分束器结构图

Fig. 1. Schematic of 1×5 beam splitter structure based on two-dimensional photonic crystal.

一束光从分束器左端口输入后,将沿着主波导 W_1 传输.经过耦合区域时,一部分光会分别耦合至上下两个 Y 分支波导中,并从输出端口 Port₂, Port₃, Port₄ 和 Port₅ 输出;另一部分光继续沿着主波导 W_1 传输,最终从输出端口 Port₁ 输出.

2.2 能带计算

平面波展开法 (plane wave expansion method, PWM)^[20] 是二维光子晶体能带分析中采用最为广泛的一种方法.其基本原理是:根据晶格周期性和

布洛赫定理, 将空间中周期性变化的介电常数按照傅里叶级数的形式展开, 同时将电磁场在倒格矢空间展开成平面波叠加的形式, 从而将麦克斯韦方程组转化为关于 TE 和 TM 偏振波的本征方程:

$$\begin{aligned} \text{TE} : & \sum_{\mathbf{G}'} \varepsilon^{-1} (\mathbf{G} - \mathbf{G}') (\mathbf{k} + \mathbf{G}) (\mathbf{k} + \mathbf{G}') \mu (\mathbf{G}') \\ & = (\omega^2/c^2) \mu (\mathbf{G}), \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \text{TM} : & \sum_{\mathbf{G}'} \varepsilon^{-1} (\mathbf{G} - \mathbf{G}') |\mathbf{k} + \mathbf{G}| |\mathbf{k} + \mathbf{G}'| \nu (\mathbf{G}') \\ & = (\omega^2/c^2) \nu (\mathbf{G}), \end{aligned} \quad (2)$$

式中 \mathbf{k} 为第一布里渊区的波矢量, \mathbf{G} 为倒格矢, $\varepsilon^{-1} (\mathbf{G} - \mathbf{G}')$ 为傅里叶系数.

通过求解上述方程的本征值, 得到 TE 和 TM 偏振模的本征频率 $\omega(\mathbf{k})$; 通过改变波矢 \mathbf{k} , 可求得光子晶体的色散关系及归一化能带结构^[21]. 图 2 为完整二维正方晶格光子晶体下的 TE 和 TM 模能带分布图. 由图 2(a) 可知, TE 和 TM 模的带隙无重叠, 所以不存在完全带隙; 且随着 r 的增大,

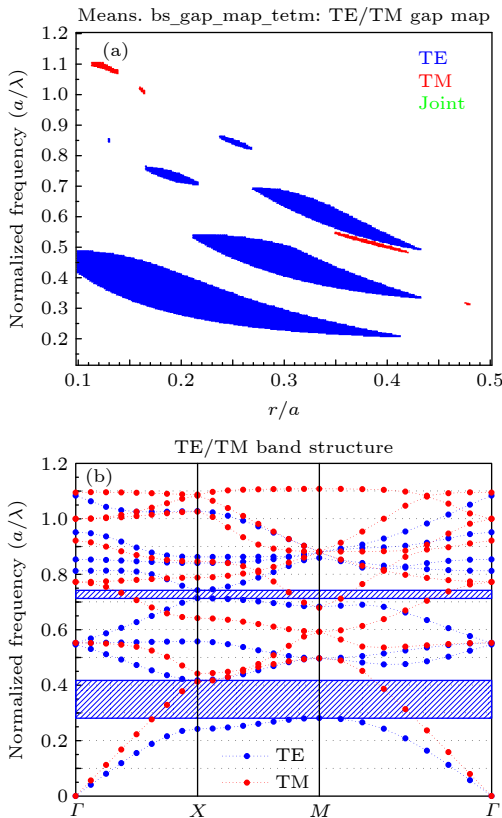


图 2 完整二维正方晶格光子晶体 (a) 带隙图; (b) $r = 0.2a$ 时的能带结构图

Fig. 2. Complete two-dimensional square lattices photonic: (a) Gap map; (b) energy band structure diagram of $r = 0.2a$.

TE 和 TM 模的带隙宽度均先增大后减小, 而带隙的中心频率始终减小. 因此, 取 $r = 0.2a$ 既能获得较宽的 TE 模带隙, 又能满足所需的归一化频率 a/λ 范围. 此时, 该完整光子晶体的能带结构如图 2(b) 所示, 其横坐标 Γ -X-M- Γ 为第一布里渊区的布洛赫波矢路径. 由图 2(b) 可知, 该结构具有两个 TE 模的光子带隙, 较宽的一条带隙的归一化频率 a/λ 范围为 0.281—0.417, 对应波长为 1.499—2.224 μm , 1×5 分束器的工作波长便在此范围内选取.

2.3 确定优化参数及范围

时域有限差分法 (finite difference time domain method, FDTD)^[22] 是计算介质波导中电磁场分布的常用方法之一. 其基本思想是: 基于 Yee 网格, 将麦克斯韦旋度方程在空间和时间上离散化, 从而转化为一组差分方程, 通过数值求解可计算出网格上各点的电场和磁场分量. 为保证算法的稳定性和收敛性, 须遵循与网格大小有关的 Courant 条件:

$$c\Delta t \leq \frac{1}{\sqrt{1/(\Delta x)^2 + 1/(\Delta y)^2 + 1/(\Delta z)^2}}, \quad (3)$$

式中 c 为光速, Δt 为时间步长, Δx , Δy 和 Δz 分别为 x 轴、 y 轴和 z 轴上的空间步长. 为了得到精确的仿真结果, 空间步长和时间步长须足够小.

利用 FDTD 法, 研究工作波长为 1.55 μm 的 TE 偏振光在 1×5 分束器中的传播. 通过改变耦合区域介质柱半径、调控介质柱半径及其横向偏移量, 探究各变量对五个输出端口透过率的影响, 从而确定优化范围. 为方便分析, 令 $R_1 = R_2$, $R_3 = R_4$, $\text{Offset}_1 = \text{Offset}_2$.

1) 控制 $R_3 = R_4 = r$, $\text{Offset}_1 = \text{Offset}_2 = 0 \mu\text{m}$, 同时改变 R_1 和 R_2 . 图 3 为得到的输出端口 Port₁ 的透过率、Port₂ 与 Port₃ 的透过率之和以及 Port₄ 与 Port₅ 的透过率之和随耦合介质柱半径变化的关系图. 可见, 随着 R_1 和 R_2 的增大, 端口 Port₁ 的透率先快速减小后急剧增大; 由于波导结构的对称性, 上下两个 Y 分支波导各自输出端口的透过率之和始终相等, 且均先缓慢增大后快速减小. 当 $R_1 = R_2 = 0.055 \mu\text{m}$ 时, 端口 Port₁ 的透过率几乎为 0, 此时绝大部分的光能量耦合至上下两个 Y 分支波导中; 当 $R_1 = R_2 = 0.1 \mu\text{m}$ 时, 端口 Port₁ 的透过率接近 100%, 光能量仅在主波导 W₁ 中传输. 因此, 通过优化 R_1 和 R_2 的大小, 可以控制从主

波导 W_1 耦合至上下两个 Y 分支波导中的光能量. 根据图 3, R_1 和 R_2 的优化范围定为 $0.05\text{--}0.10\ \mu\text{m}$.

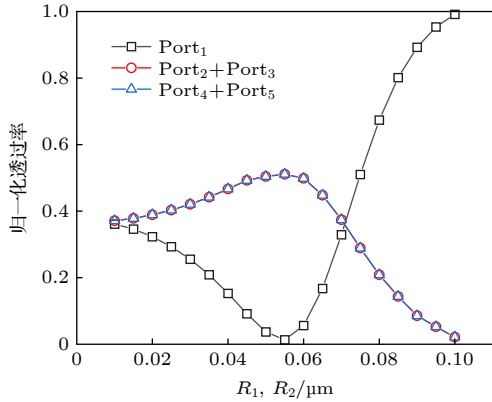


图 3 输出端口透过率随耦合介质柱半径变化关系图
Fig. 3. Relationship between the transmittance of the output ports and the radius of coupling dielectric rods.

2) 控制 $R_3 = R_4 = r$, $R_1 = R_2 = 0.06\ \mu\text{m}$, 同时改变 Offset_1 和 Offset_2 . 图 4 为得到的 5 个输出端口各自的透过率随调控介质柱横向偏移量变化的关系图. 如图 4 所示, 由于波导结构的对称性, 端口 Port_2 与 Port_4 的透过率始终相等, 端口 Port_3 与 Port_5 的透过率也始终相等. 随着 Offset_1 和 Offset_2 的增大, 端口 Port_2 与 Port_4 的透过率先缓慢增大后快速上升, 而端口 Port_3 与 Port_5 的透过率先缓慢减小后快速下降. 当 $\text{Offset}_1 = \text{Offset}_2 = 0\ \mu\text{m}$ 时, 端口 Port_2 与 Port_4 的透过率小于端口 Port_3 与 Port_5 的透过率, 分光比约为 1:10; 当 $\text{Offset}_1 = \text{Offset}_2 = 0.30\ \mu\text{m}$ 时, 端口 Port_2 与 Port_4 的透过率约等于端口 Port_3 与 Port_5 的透过率, 分光比约为 1:1; 当 $\text{Offset}_1 = \text{Offset}_2 = 0.35\ \mu\text{m}$ 时, 端口 Port_2 与 Port_4 的透过率大于端口 Port_3 与 Port_5 的透过率, 分光比约为 2:1. 此外, 调控介质柱的横向偏移也会影响入射光在耦合区域的耦合, 且偏移量越大, 耦合至上下两个 Y 分支波导中的光能量越少, 而传输到端口 Port_1 中的光能量越多. 所以, 随着 Offset_1 和 Offset_2 的增大, 端口 Port_1 的透过率先缓慢增大后快速上升. 因此, 通过优化 Offset_1 和 Offset_2 的大小, 可以按比例调控 5 个输出端口的透过率. 根据图 4, Offset_1 和 Offset_2 的优化范围定为 $0\text{--}0.35\ \mu\text{m}$.

3) 控制 $R_1 = R_2 = 0.06\ \mu\text{m}$, $\text{Offset}_1 = \text{Offset}_2 = 0.25\ \mu\text{m}$, 同时改变 R_3 和 R_4 . 图 5 为得到的 5 个输出端口各自的透过率及总和随调控介质柱半径变化的关系图. 从图 5 可以看出, 由于波导结构的对称性, 端口 Port_2 与 Port_4 的透过率始终相等, 端

口 Port_3 与 Port_5 的透过率也始终相等. 从总体上看, 随着 R_3 和 R_4 的增大, 5 个输出端口的透过率均先减小后增大, 导致总透过率先减小后增大, 且在 $R_3 = R_4 = 0.06\ \mu\text{m}$ 附近出现极小值. 这是由于光在主波导 W_1 中传输到耦合区域的过程中, 监测到部分光反射回入射端口, 并且反射光的强弱随着 R_3 和 R_4 的增大先增大后减小, 在 $R_3 = R_4 = 0.06\ \mu\text{m}$ 附近最强, 如图 5 中的插图所示. 当 R_3 和 R_4 大于 $0.06\ \mu\text{m}$ 时, 随着后向反射光逐渐减小, 端口 Port_1 , Port_2 和 Port_4 的透过率缓慢增大并趋于相等; 端口 Port_3 和 Port_5 的透过率先快速增大后缓慢减小, 且在 $R_3 = R_4 = 0.09\ \mu\text{m}$ 附近出现极大值; 5 个输出端口的总透过率先急剧增大后趋于平稳. 因此, 通过优化 R_3 和 R_4 的大小, 既可以提高 5 个输出端口的总透过率, 又能调节各个端口的输出. 根据图 5, R_3 和 R_4 的优化范围定为 $0.080\text{--}0.125\ \mu\text{m}$.

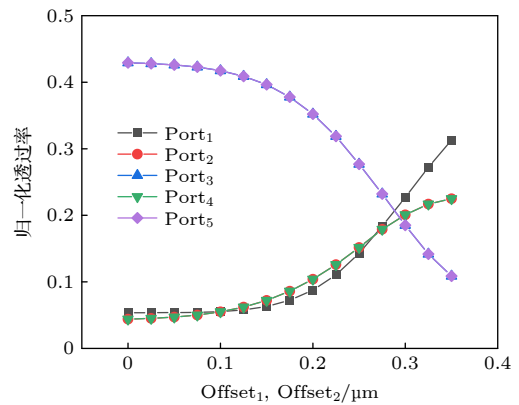


图 4 输出端口透过率随调控介质柱横向偏移量变化关系图
Fig. 4. Relationship between the transmittance of the output ports and the lateral offset of regulating dielectric rods.

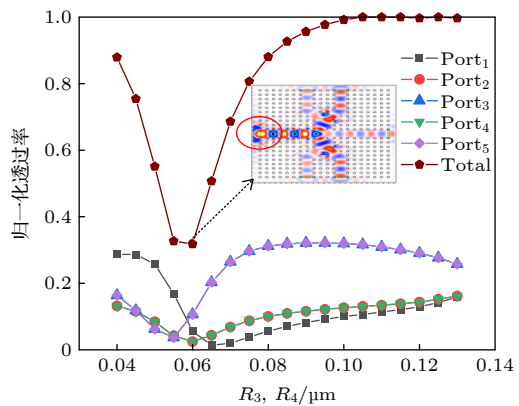


图 5 输出端口透过率随调控介质柱半径变化关系图
Fig. 5. Relationship between the transmittance of the output ports and the radius of regulating dielectric rods.

3 优化方法与结果分析

3.1 下山单纯形算法

DSA 是一种用于优化多维无约束问题的数值方法, 其基本思想是: 根据默认值或给定的初始值, 在可行域内先找到一个可行解, 然后逐步移动变量优化可行解. 基于 DSA 逆向设计 1×5 分束器的流程如图 6 所示.

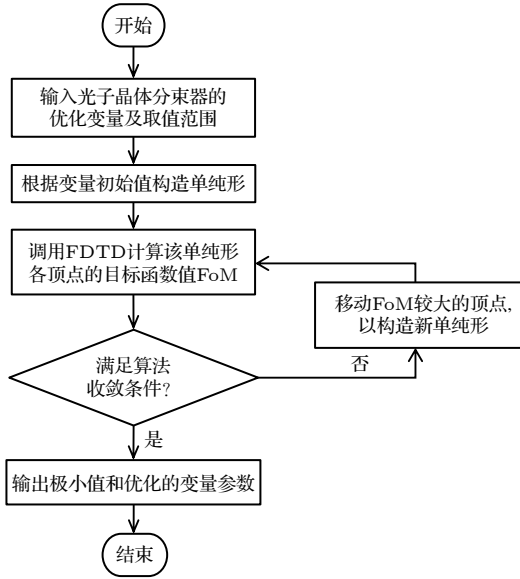


图 6 基于 DSA 逆向设计 1×5 分束器流程图

Fig. 6. Flow chart of reverse design of 1×5 beam splitter based on DSA.

1) 输入光子晶体分束器的优化变量和取值范围. 优化的变量有: 耦合区域介质柱半径 R_1 和 R_2 , 取值范围为 $0.05 \sim 0.10 \mu\text{m}$; 调控介质柱半径 R_3 和 R_4 , 取值范围为 $0.080 \sim 0.125 \mu\text{m}$; 调控介质柱的横向偏移量 Offset_1 和 Offset_2 , 取值范围为 $0 \sim 0.35 \mu\text{m}$.

2) 根据变量初始值构造单纯形. 设变量初始值分别为 a, b, c, d, e, f , 此时 $N = 6$, 构造的初始单纯形 (N 维向量空间中的不规则多面体) 有 7 个顶点, 各顶点坐标分别为 $\mathbf{X}_0 = (a, b, c, d, e, f)$, $\mathbf{X}_1 = (a + \delta_1, b, c, d, e, f)$, $\mathbf{X}_2 = (a, b + \delta_2, c, d, e, f)$, $\mathbf{X}_3 = (a, b, c + \delta_3, d, e, f)$, $\mathbf{X}_4 = (a, b, c, d + \delta_4, e, f)$, $\mathbf{X}_5 = (a, b, c, d, e + \delta_5, f)$, $\mathbf{X}_6 = (a, b, c, d, e, f + \delta_6)$, 其中 δ_j ($j = 1, 2, 3, 4, 5, 6$) 为每个变量的偏移量, 可表示为

$$\delta_j = 0.25 \times (\text{Maxval}_j - \text{Minval}_j) \times w, \quad (4)$$

式中, Maxval_j 和 Minval_j 分别为第 j 个变量的上限和下限, w 为分布在 $0 \sim 1$ 之间的常数.

3) 调用 FDTD 法计算该单纯形各顶点的目标函数值 (FoM). 目标函数定义为

$$\text{FoM} = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (P_i - Q_i)^2, \quad (5)$$

式中, N 为分束器的端口数, P_i ($i = 1, 2, \dots, N$) 表示各个输出端口的实际透过率, Q_i ($i = 1, 2, \dots, N$) 表示目标透过率.

4) 判断是否满足收敛条件. 设置算法的目标收敛值为 10^{-8} , 若 FoM 的极大值与极小值之差小于目标收敛值或 FoM 的极大值小于目标收敛值, 则算法收敛, 并输出极小值和优化的变量参数; 否则进入步骤 5).

5) 移动 FoM 较大的顶点, 以构造新单纯形. 将该单纯形各顶点的目标函数值按从小到大的顺序排列, 得到一系列矢量点 $\{\mathbf{Y}_0, \mathbf{Y}_1, \mathbf{Y}_2, \mathbf{Y}_3, \mathbf{Y}_4, \mathbf{Y}_5, \mathbf{Y}_6\}$ 以及相应的函数值 $\{F(\mathbf{Y}_0), F(\mathbf{Y}_1), F(\mathbf{Y}_2), F(\mathbf{Y}_3), F(\mathbf{Y}_4), F(\mathbf{Y}_5), F(\mathbf{Y}_6)\}$. 首先构造映射点 \mathbf{Y}_r , 表达式为

$$\mathbf{Y}_r = (1+\alpha)\bar{\mathbf{Y}} - \alpha\mathbf{Y}_6, \quad (6)$$

式中 $\alpha = 1$, $\bar{\mathbf{Y}}$ 为平均矢量点.

① 若 $F(\mathbf{Y}_0) < F(\mathbf{Y}_r) < F(\mathbf{Y}_5)$, 则 \mathbf{Y}_6 移动到 \mathbf{Y}_r ;

② 若 $F(\mathbf{Y}_r) < F(\mathbf{Y}_0)$, 则构造拓展点 \mathbf{Y}_e , 表达式为

$$\mathbf{Y}_e = (1+\beta)\mathbf{Y}_r - \beta\bar{\mathbf{Y}}, \quad (7)$$

式中 $\beta = 1$. 若 $F(\mathbf{Y}_e) < F(\mathbf{Y}_r)$, 则 \mathbf{Y}_6 移动到 \mathbf{Y}_e , 否则移动到 \mathbf{Y}_r .

③ 若 $F(\mathbf{Y}_5) < F(\mathbf{Y}_r) < F(\mathbf{Y}_6)$, 则 \mathbf{Y}_6 移动到 \mathbf{Y}_r , 否则直接构造压缩点 \mathbf{Y}_c , 表达式为

$$\mathbf{Y}_c = (1-\gamma)\bar{\mathbf{Y}} + \gamma\mathbf{Y}_6, \quad (8)$$

式中 $\gamma = 0.5$. 若 $F(\mathbf{Y}_c) < F(\mathbf{Y}_6)$, 则 \mathbf{Y}_6 移动到 \mathbf{Y}_c , 否则将所有矢量沿着 \mathbf{Y}_0 进行压缩得到 \mathbf{Y}_i :

$$\mathbf{Y}_i = (1-\rho)\mathbf{Y}_0 + \rho\mathbf{Y}_i, \quad (9)$$

式中 $\rho = 0.5$, $i = 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6$.

新单纯形构造完毕后, 返回步骤 3), 再次调用 FDTD 法计算该单纯形各顶点的 FoM, 开始新一轮寻优. 在迭代过程中, 单纯形的 7 个顶点不断向 FoM 的极小点靠近, 直到算法满足收敛条件. 此时, 函数在每个顶点的极小值以及对应的变量参数就是最终的优化结果.

3.2 优化结果分析

光子晶体功率分束器的性能指标主要有两个, 分别是附加损耗 EL 和响应时间 τ . 附加损耗 EL 定义为所有输出端口的光功率总和相对于全部输入光功率的减少值. 该值以分贝 (dB) 表示的数学表达式为

$$EL = -10\lg\left(\sum \frac{P_{out}}{P_{in}}\right), \quad (10)$$

响应时间 τ 定义为输出光功率从稳态值的 10% 上升到 90% 所用的时间.

基于 DSA, 根据特定的分光比目标, 通过设置合适的目标函数 FoM, 在选定的优化范围内, 对耦合区域介质柱半径、调控介质柱半径及其横向偏移量进行优化, 可以逆向设计出不同分光比的光子晶体 1×5 分束器.

以 4 种分光比分别为 1:1:1:1:1, 1:1:2:1:2, 1:1:2:1:3 和 1:1:2:1:4 的 1×5 分束器设计为例, 给出基于 DSA 逆向设计各结构参数, 并分析设计

的 4 种分束器的稳态场强分布和时域稳态响应.

1) 分光比为 1:1:1:1:1 的 1×5 分束器. 基于 DSA 逆向设计的结构参数分别为 $R_1 = R_2 = 0.0591 \mu\text{m}$, $R_3 = R_4 = 0.1064 \mu\text{m}$, $\text{Offset}_1 = \text{Offset}_2 = 0.3262 \mu\text{m}$. 该分束器的稳态场强分布和时域稳态响应如图 7 所示, 5 个输出端口的透过率均达到 19.83%, 总透过率为 99.15%, 附加损耗为 0.037 dB, 响应时间为 0.5 ps. 结果表明, 基于 DSA 可以逆向设计出性能优良的分光比为 1:1:1:1:1 的 1×5 分束器.

2) 分光比为 1:1:2:1:2 的 1×5 分束器. 基于 DSA 逆向设计的结构参数分别为 $R_1 = R_2 = 0.0608 \mu\text{m}$, $R_3 = R_4 = 0.1106 \mu\text{m}$, $\text{Offset}_1 = \text{Offset}_2 = 0.2571 \mu\text{m}$. 该分束器的稳态场强分布和时域稳态响应如图 8 所示, 输出端口 Port₁, Port₂ 和 Port₄ 的透过率均达到 14.21%, 输出端口 Port₃ 和 Port₅ 的透过率均达到 28.41%, 总透过率为 99.45%, 附加损耗为 0.024 dB, 响应时间为 0.5 ps. 结果表明,

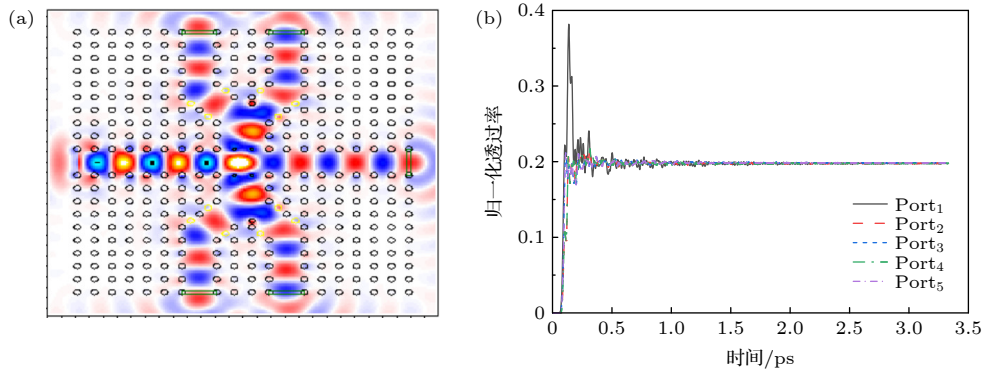


图 7 分光比为 1:1:1:1:1 的 1×5 分束器 (a) 稳态场强分布图; (b) 时域稳态响应图

Fig. 7. 1×5 beam splitter with a splitting ratio of 1:1:1:1:1: (a) Steady-state field intensity distribution diagram; (b) time domain steady state diagram.

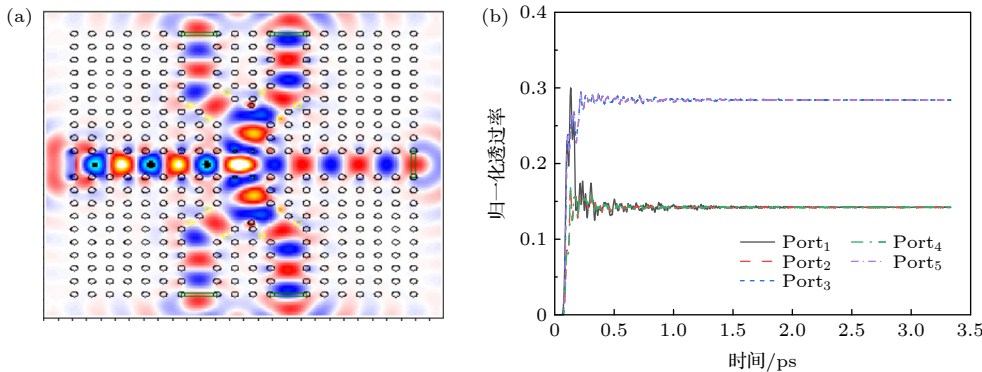


图 8 分光比为 1:1:2:1:2 的 1×5 分束器 (a) 稳态场强分布图; (b) 时域稳态响应图

Fig. 8. 1×5 beam splitter with a splitting ratio of 1:1:2:1:2: (a) Steady-state field intensity distribution diagram; (b) time domain steady state diagram.

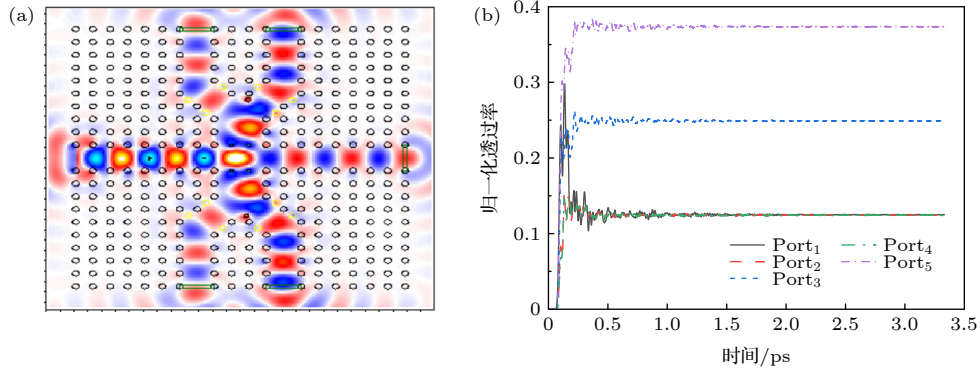


图9 分光比为1:1:2:1:3的1×5分束器 (a) 稳态场强分布图; (b) 时域稳态响应图

Fig. 9. 1×5 beam splitter with a splitting ratio of 1:1:2:1:3: (a) Steady-state field intensity distribution diagram; (b) time domain steady state diagram.

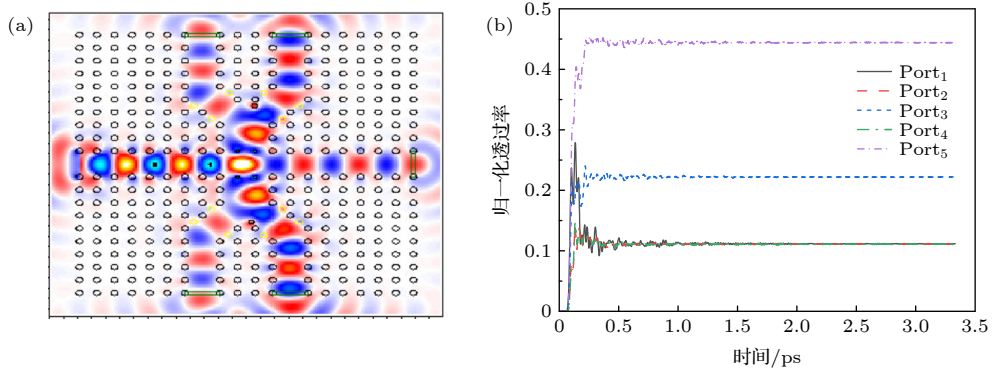


图10 分光比为1:1:2:1:4的1×5分束器 (a) 稳态场强分布图; (b) 时域稳态响应图

Fig. 10. 1×5 beam splitter with a splitting ratio of 1:1:2:1:4: (a) Steady-state field intensity distribution diagram; (b) time domain steady state diagram.

基于 DSA 可以逆向设计出性能优良的分光比为 1:1:2:1:2 的 1×5 分束器.

3) 分光比为 1:1:2:1:3 的 1×5 分束器. 基于 DSA 逆向设计的结构参数分别为 $R_1 = 0.0611 \mu\text{m}$, $R_2 = 0.0615 \mu\text{m}$, $R_3 = 0.1009 \mu\text{m}$, $R_4 = 0.0904 \mu\text{m}$, $\text{Offset}_1 = 0.2807 \mu\text{m}$, $\text{Offset}_2 = 0.2117 \mu\text{m}$. 该分束器的稳态场强分布和时域稳态响应如图 9 所示, 输出端口 Port₁, Port₂ 和 Port₄ 的透过率均达到 12.45%, 输出端口 Port₃ 的透过率为 24.91%, 输出端口 Port₅ 的透过率为 37.36%, 总透过率为 99.62%, 附加损耗为 0.017 dB, 响应时间为 0.5 ps. 结果表明, 基于 DSA 可以逆向设计出性能优良的分光比为 1:1:2:1:3 的 1×5 分束器.

4) 分光比为 1:1:2:1:4 的 1×5 分束器. 基于 DSA 逆向设计的结构参数分别为 $R_1 = 0.0613 \mu\text{m}$, $R_2 = 0.0610 \mu\text{m}$, $R_3 = 0.1025 \mu\text{m}$, $R_4 = 0.0949 \mu\text{m}$, $\text{Offset}_1 = 0.2854 \mu\text{m}$, $\text{Offset}_2 = 0.1756 \mu\text{m}$. 该分束器的稳态场强分布和时域稳态响应如图 10 所

示, 输出端口 Port₁, Port₂ 和 Port₄ 的透过率均达到 11.11%, 输出端口 Port₃ 的透过率为 22.21%, 输出端口 Port₅ 的透过率为 44.41%, 总透过率为 99.95%, 附加损耗为 0.002 dB, 响应时间为 0.5 ps. 结果表明, 基于 DSA 可以逆向设计出性能优良的分光比为 1:1:2:1:4 的 1×5 分束器.

3.3 工艺误差分析

目前, 在空气背景中排列硅介质柱需要基于衬底实现, 主要方法可以分为光刻技术和自组装技术. 光刻技术即对具有衬底的硅板进行光刻蚀, 通过改变对硅的曝光时间、强度和显影时间, 可以控制硅柱的尺寸、形状及占空比; 自组装技术可以在衬底上形成按正方晶格或三角晶格排列的介质球模板, 再利用催化剂引导硅介质柱定点生长.

传统的光刻技术成本高、操作复杂; 自组装技术又多用于制备蛋白石结构的光子晶体. 为了提高光子晶体的制备效率和精度, 人们对光刻技术进行

了大量的研究和改良,其中二次显影全息光刻及离轴光学光刻等新型光刻技术不但降低了二维光子晶体的制作成本、简化了操作过程,还可以制得更小的纳米级结构,使其尺寸达到 1 nm 甚至 0.1 nm 的精度 [23,24].

本文基于 DSA 逆向设计的 1×5 分束器的尺寸精度达到 0.1 nm 量级,考虑到设计尺寸与实际加工尺寸之间的偏差,现以分光比为 1:1:1:1:1 的 1×5 分束器为例,分别探究耦合介质柱半径、调控介质柱半径及其横向偏移量的取值偏差对分束器各端口输出特性的影响,并确定实际加工中允许的误差范围.

1) 控制 $R_3 = R_4 = 0.1064 \mu\text{m}$, $\text{Offset}_1 = \text{Offset}_2 = 0.3262 \mu\text{m}$, 同时对 R_1 和 R_2 施加偏差. 该分束器 5 个输出端口的透过率随耦合介质柱半径偏差的变化如图 11 所示. 衡量等比分束器的技术指标主要是附加损耗 EL 和均匀性 U , 均匀性 U 定义为所有输出端口输出光功率的最大变化量; 若分束器的附加损耗小于 0.1 dB, 均匀性小于 0.3 dB, 则认为该偏差可接受. 由图 11 可得, 当偏差为 $\pm 0.5 \text{ nm}$ 时, 分束器的附加损耗分别为 0.055 dB 和 0.038 dB, 均匀性分别为 0.184 dB 和 0.240 dB; 当偏差为 $\pm 1 \text{ nm}$ 时, 分束器的附加损耗分别为 0.047 dB 和 0.025 dB, 均匀性分别为 0.488 dB 和 0.461 dB. 因此, 耦合介质柱半径允许的误差范围是 $\pm 0.5 \text{ nm}$.

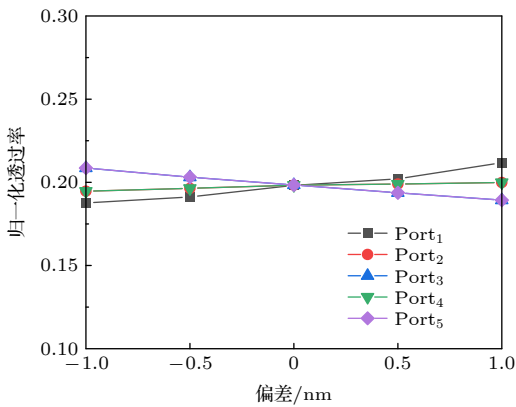


图 11 输出端口透过率随耦合介质柱半径偏差的变化关系
Fig. 11. Relationship between the transmittance of the output ports and deviation of the radius of coupling dielectric rods.

2) 控制 $R_1 = R_2 = 0.0591 \mu\text{m}$, $R_3 = R_4 = 0.1064 \mu\text{m}$, 同时对 Offset_1 和 Offset_2 施加偏差. 该

分束器 5 个输出端口的透过率随调控介质柱的横向偏移量偏差的变化如图 12 所示. 由图 12 可得, 当偏差为 $\pm 3 \text{ nm}$ 时, 分束器的附加损耗分别为 0.047 dB 和 0.030 dB, 均匀性分别为 0.182 dB 和 0.236 dB; 当偏差为 $\pm 4 \text{ nm}$ 时, 分束器的附加损耗分别为 0.056 dB 和 0.027 dB, 均匀性分别为 0.314 dB 和 0.326 dB. 因此, 调控介质柱的横向偏移量允许的误差范围是 $\pm 3 \text{ nm}$.

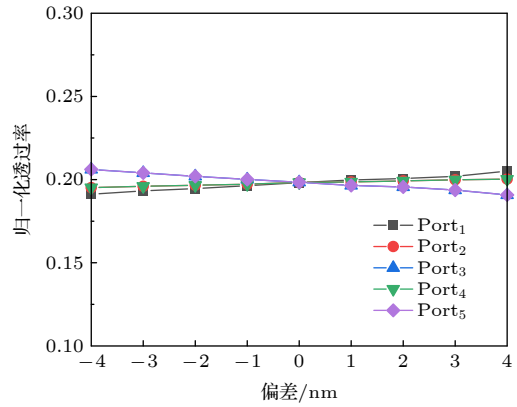


图 12 输出端口透过率随调控介质柱的横向偏移量偏差的变化关系图

Fig. 12. Relationship between the transmittance of the output ports and deviation of the lateral offset of regulating dielectric rods.

3) 控制 $R_1 = R_2 = 0.0591 \mu\text{m}$, $\text{Offset}_1 = \text{Offset}_2 = 0.3262 \mu\text{m}$, 同时对 R_3 和 R_4 施加偏差. 该分束器 5 个输出端口的透过率随调控介质柱半径偏差的变化如图 13 所示. 当偏差为 $\pm 4 \text{ nm}$ 时, 分束器的附加损耗分别为 0.009 dB 和 0.093 dB,

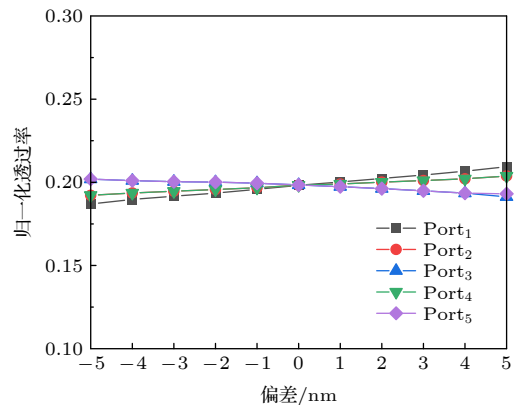


图 13 输出端口透过率随调控介质柱半径偏差的变化关系图

Fig. 13. Relationship between the transmittance of the output ports and deviation of the radius of regulating dielectric rods.

均匀性分别为 0.287 dB 和 0.251 dB; 当偏差为 ± 5 nm 时, 分束器的附加损耗分别为 0.002 dB 和 0.109 dB, 均匀性分别为 0.393 dB 和 0.333 dB. 因此, 调控介质柱半径允许的误差范围是 ± 4 nm.

4 结 论

本文提出了一种新颖的二维光子晶体波导型 1×5 分束结构. 为了提高优化效率, 实现性能优良、分光比灵活可设计的 1×5 分束器, 利用 DSA, 对提出的二维光子晶体波导型 1×5 分束结构进行了逆向设计和研究. 结果表明, 通过改变耦合区域的介质柱半径、Y 分支波导中央的调控介质柱半径及其横向偏移量, 可以调节分束器 5 个输出端口的输出光功率比例; 基于 DSA, 根据特定分光比目标, 通过优化耦合介质柱半径、调控介质柱半径及其横向偏移量, 可以逆向设计出总透过率达到 99% 以上、附加损耗小于 0.044 dB 以及响应时间小于 1 ps 的不同分光比的 1×5 分束器. 另外, 对逆向设计的 1×5 分束器进行了工艺误差分析, 确定了各优化参量在实际加工中允许的误差范围, 为器件的制作提供了理论参考. 该 1×5 分束器分光比设计灵活, 优化效率高, 性能优良, 尺寸小, 在未来光子集成电路中具有很好的应用前景.

参考文献

- [1] Yu T B 2007 *Ph. D. Dissertation* (Hangzhou: Zhejiang University) (in Chinese) [于天宝 2007 博士学位论文 (杭州: 浙江大学)]
- [2] Tao S H, Fang Q, Song J F, Yu M B, Lo G Q, Kwong D L 2008 *Opt. Express* **16** 21456
- [3] Yao R K, Li H X, Zhang B H, Chen W W, Wang P J, Dai S X, Liu Y X, Li J, Li Y, Fu Q 2021 *J. Lightwave Technol.* **39** 6253
- [4] Lin Z J, Shi W 2019 *Opt. Express* **27** 14338
- [5] Chen H, Zou S Z, Yu H J, Lin X C 2015 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **27** 2527
- [6] Ferstl M, Hermerschmidt A, Dias D, Steingruber R 2004 *J. Mod. Opt.* **51** 2125
- [7] Tahersima M H, Kojima K, Koike A T, Jha D, Wang B N, Lin C W, Parsons K 2019 *Sci. Rep.* **9** 1368
- [8] Zuo Y F, Li P L, Luan K Z, Wang L 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 034204 (in Chinese) [左依凡, 李培丽, 栾开智, 王磊 2018 物理学报 **67** 034204]
- [9] Hu J R, Li J S 2016 *J. Infrared Millim. Te.* **37** 729
- [10] Singh S, Singh K 2017 *Optik* **145** 495
- [11] Rakshitha M, Gandhi S I 2018 *4th International Conference on Devices, Circuits and Systems* Coimbatore, India, March 16–17, 2018 p25
- [12] Liu K Z 2020 *M. S. Thesis* (Beijing: Minzu University of China) (in Chinese) [刘凯柱 2020 硕士学位论文 (北京: 中央民族大学)]
- [13] Jin Y Q, Wen H F, Li Y J, Wang Z Y, Hu F, Zhou H Y, Shi F 2021 *J. Optoelectronics-Laser* **32** 281 (in Chinese) [金轶群, 文化锋, 李韵嘉, 王周益, 胡帆, 周华英, 施锋 2021 光电子·激光 **32** 281]
- [14] Moumeni I, Labbani A 2021 *Opt. Quant. Electron.* **53** 129
- [15] Nelder J A, Mead R 1965 *Comput. J.* **7** 308
- [16] Chelouah R, Siarry P 2003 *Eur. J. Oper. Res.* **148** 335
- [17] Su H L, Lan F C, He Y Y, Chen J Q 2020 *Eng. Computation* **37** 1423
- [18] Chen Y, Wang W Y, Yu N 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 034205 (in Chinese) [陈颖, 王文跃, 于娜 2014 物理学报 **63** 034205]
- [19] Li M Y, Xu G Y, Zheng J J, Li P L 2021 *J. Optoelectronics-Laser* **32** 799 (in Chinese) [厉梦瑶, 徐光跃, 郑加金, 李培丽 2021 光电子·激光 **32** 799]
- [20] Fei H M, Yan S, Xu Y C, Lin H, Wu M, Yang Y B, Chen Z H, Tian Y, Zhang Y M 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 184214 (in Chinese) [费宏明, 严帅, 徐瑜成, 林瀚, 武敏, 杨毅彪, 陈智辉, 田媛, 张娅敏 2020 物理学报 **69** 184214]
- [21] Xi X, Ye K P, Wu R X 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 154102 (in Chinese) [郗翔, 叶康平, 伍瑞新 2020 物理学报 **69** 154102]
- [22] Zhao X, Liu C, Ma H L, Feng S 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 114208 (in Chinese) [赵绚, 刘晨, 马会丽, 冯帅 2017 物理学报 **66** 114208]
- [23] Park H, Lee S 2020 *ACS Photonics* **7** 1577
- [24] Hsieh M L, Chen S Y, Kaiser A, Yan Y J, Frey B, Bhat I, Dahal R, Bhattacharya S, John S, Lin S Y 2019 *AIP Adv.* **9** 085206

Two-dimensional photonic crystal waveguide 1×5 beam splitter reversely designed by downhill-simplex algorithm

Ke Hang Li Pei-Li[†] Shi Wei-Hua

(College of Electronic and Optical Engineering, Nanjing University of Posts and Telecommunications, Nanjing 210023, China)

(Received 24 February 2022; revised manuscript received 17 March 2022)

Abstract

Beam splitter, whose main function is to achieve the splitting, combining and routing of optical signals, is an important component of photonic integrated circuits, passive optical network and other fields. Compared with the conventional beam splitter, photonic crystal beam splitter, which has the virtues of smaller size and higher transmission efficiency, is very suitable for high-density and large-scale integration. The traditional control variable method often used in the optimal design of photonic crystal beam splitter is time-consuming and inefficient. When parameter variables are large, it is difficult for beam splitter to achieve the optimal splitting performance. In addition, it is hard to realize flexible design of beam splitting ratio when optimizing multi-channel photonic crystal beam splitter by this method. In this paper, a novel photonic crystal 1×5 beam splitter, in which two special Y-junction waveguides are introduced into a completely two-dimensional square lattice silicon, is proposed and optimally designed by using downhill-simplex algorithm. Firstly, to determine the optimization range of each variable, the influences of the radius of the dielectric rod in the coupling region and the radius and the lateral offset of the regulating dielectric rod in the center of the two Y-junction waveguides on the five output ports of the 1×5 beam splitter are explored respectively by the plane wave expansion method and finite difference time domain method. The results show that the optical energy coupled from the main waveguide W_1 to the upper Y-junction waveguide and lower Y-junction waveguide can be controlled by optimizing the radius of the dielectric rod in the coupling region. The transmittance of the five output ports can be controlled in proportion by optimizing the lateral offset of the regulating dielectric rods. The total transmittance of the five output ports can be improved, and the output of each port can be adjusted by optimizing the radius of the regulating dielectric rod. Then, according to the specific target of the splitting ratio, using downhill-simplex algorithm, the 1×5 beam splitter with different splitting ratio can be reversely designed by optimizing the radius of the coupling dielectric rod and the radius and the lateral offset of the regulating dielectric rod within the selected optimization range. The total transmittance of the 1×5 beam splitter is above 99%, the additional loss is less than 0.044 dB, and the response time is less than 1ps. Besides, to determine the allowable error range of each optimization variable in actual processing, the machining error of the 1×5 beam splitter is analyzed, which provides a theoretical reference for fabricating the device. Owing to the advantages of flexible splitting ratio design, high optimization efficiency, small size and excellent performance, the proposed 1×5 beam splitter will have broad application prospects in the field of photonic integrated circuits and so on.

Keywords: beam splitter, reverse design, downhill-simplex algorithm, photonic crystal

PACS: 42.79.Fm, 42.70.Qs, 42.82.Et

DOI: 10.7498/aps.71.20220328

[†] Corresponding author. E-mail: lipl@njupt.edu.cn