



基于光学tamm态的声光开关的研究

张若羽 李培丽 高辉

Research on acousto-optic switch based on optical tamm state

Zhang Ruo-Yu Li Pei-Li Gao Hui

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 69, 164204 (2020) DOI: 10.7498/aps.69.20200396

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200396>

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

基于波导间能量耦合效应的光子晶体频段选择与能量分束器

Photonic crystal frequency band selecting and power splitting devices based on the energy coupling effect between waveguides

物理学报. 2017, 66(11): 114208 <https://doi.org/10.7498/aps.66.114208>

类石墨烯复杂晶胞光子晶体中的确定性界面态

Deterministic interface states in photonic crystal with graphene-allotrope-like complex unit cells

物理学报. 2017, 66(22): 227802 <https://doi.org/10.7498/aps.66.227802>

Dirac光子晶体

Dirac photonic crystal

物理学报. 2017, 66(22): 220302 <https://doi.org/10.7498/aps.66.220302>

基于环形微腔的多频段三角晶格光子晶体耦合腔波导光学传输特性

Optical transmission characteristics of multi-band triangular-lattice photonic crystal coupling cavity waveguide based on annular microcavity

物理学报. 2018, 67(23): 234201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181579>

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>

基于平行磁控的磁化等离子体光子晶体THz波调制器

Parallel magnetic-controlled THz modulator based on two-dimensional magnetized plasma photonic crystal

物理学报. 2017, 66(5): 054210 <https://doi.org/10.7498/aps.66.054210>

基于光学 tamm 态的声光开关的研究

张若羽 李培丽[†] 高辉

(南京邮电大学电子与光学工程学院, 南京 210023)

(2020 年 3 月 16 日收到; 2020 年 4 月 14 日收到修改稿)

提出了一种基于光学 tamm 态 (OTS) 的声光开关方案. 该声光开关利用一维光子晶体异质结的 OTS 以及声光效应, 改变超声波振幅使得 OTS 的本征波长向短波方向发生漂移, 从而实现通断功能. 考虑了在一维光子晶体异质结中的声光效应, 建立了这种声光开关的理论模型, 利用 COMSOL 软件进行仿真研究. 研究表明, 通过是否施加一定振幅的超声波, 在 1548.8—1551.7 nm 波长范围内可实现消光比最低可达 12 dB、插入损耗最高仅为 0.97 dB 的声光开关; 也可通过是否施加与入射光波长相应振幅的超声波, 实现 1536.6—1543.3 nm 波长范围内消光比最低可达 12 dB、插入损耗最高仅为 0.99 dB 的声光开关. 该声光开关的响应时间不超过 13 ns, 具有消光比高且插入损耗低的特点, 在光通信领域具有良好的应用前景.

关键词: 声光开关, 光学 tamm 态, 光子晶体, 声光效应

PACS: 42.79.Jq, 42.70.Qs

DOI: 10.7498/aps.69.20200396

1 引言

随着全光通信的发展, 光开关和光开关阵列成为光通信系统中极为重要的光通信器件. 光开关本质上是光路控制器件, 起到光路通断和选路功能. 光开关主要分为机械式光开关和非机械式光开关这两类^[1]. 机械式光开关^[2]制作技术成熟, 但开关时间较长, 体积较大, 不易集成, 存在抖动和重复性差的问题. 非机械式开关^[3]包括液晶开关、电光开关、热光开关和声光开关. 其中声光开关的原理是在谐振腔中加入声光介质, 没有超声波时, 光束可自由通过声光介质; 有超声波时, 声光介质密度发生周期变化, 导致折射率周期变化, 光束发生偏转, 从而实现开关通断. 声光开关调制电压低、脉冲周期稳定、衍射效率高, 具有较高的研究价值. 但是其开关时间需要几十个纳秒, 插入损耗大, 集成困难, 应用并不方便^[4].

光学 tamm 态^[5](OTS) 的概念在 2005 年首次由 Kavokin 等^[6]提出, 光学 tamm 态属于一种非耗散局域模, 2008 年 Goto 等^[7]证实了光学 tamm 态的存在. 光学 tamm 态可由 TM 或 TE 偏振光束直接激发, 不需要特定的入射角. 一般情况下, 垂直入射的光波激发的光学 tamm 态是最明显的. 光学 Tamm 态凭借其易激发、对光具有强局域性、能够突破衍射极限等独特优势, 可广泛应用于未来新型光子器件^[8].

本文利用一维光子晶体异质结中的 OTS 和声光效应, 提出一种基于 OTS 的声光开关. 通过施加超声场, 调节超声波的振幅, 改变介质材料的折射率和厚度, 使得一维光子晶体异质结的 OTS 发生漂移, 从而实现声光开关的通断控制. 考虑了在一维光子晶体异质结中的声光效应, 建立了基于 OTS 的声光开关的理论模型. 利用 COMSOL 软件, 对基于 OTS 的声光开关进行了研究, 同时仿真研究了消光比、插入损耗、响应时间等性能参数.

[†] 通信作者. E-mail: lipl@njupt.edu.cn

2 结构设计及工作原理

2.1 结构设计

图 1(a) 为超声波发生器原理图, 脉冲信号进入压电式换能器, 换能器的频率就是超声波的频率, 图中变幅杆用于调节超声波振幅. 图 1(b) 为基于 OTS 的声光开关结构图及施加的超声波波形图, a 为超声波振幅, 声光开关结构为 $(AB)^N ACCA(BA)^N$, 介质为声光材料. 其中材料 A 为 SiO_2 , 折射率 $n_A = 1.48$, 厚度 $d_A = 261.8 \text{ nm}$; 材料 B 为砷化镓, 折射率 $n_B = 3.42$, 厚度 $d_B = 113.3 \text{ nm}$; 材料 C 为二氧化碲, 折射率 $n_C = 2.1$, 厚度 $d_C = 113.3 \text{ nm}$. 令 $n_A d_A = n_B d_B = \lambda_0/4$, 取周期数 $N = 4$, λ_0 为本征波长.

为了保证 3 种材料 ABC 在晶体制备过程中能够晶格匹配, 因而对晶格失配度进行计算^[9]. 晶格失配度的计算公式^[10]:

$$\delta = \frac{a_1 - a_2}{a_2} = \frac{d_1 - d_2}{d_2} = \frac{\sin \theta_2 - \sin \theta_1}{\sin \theta_1}. \quad (1)$$

材料 A 二氧化硅属于六方晶格结构, 晶格常数为 0.303 nm ; 材料 B 砷化镓属于闪锌矿结构, 晶格常数为 0.565 nm ; 材料 C 二氧化碲属四方晶系结构, 晶格常数为 0.479 nm . 根据 (1) 式, 砷化镓与二氧化硅的晶格失配度为 7.2% , 二氧化硅与二氧化碲的晶格失配度为 7.5% , 晶体可以顺利生长.

2.2 工作原理

当入射光进入一维光子晶体异质结时, 缺陷

层 C 与上下层介质的交界面等效成一个微腔结构^[11]. 入射光在介质 A 与 C 的交界面处来回传播, 直到满足相位匹配条件时, 微腔内出现强局域现象, 形成 OTS. 此时由于入射光被局域在交界面处, 导致入射光急剧减少, 反射谱中出现反射峰, 反射峰的中心波长就是 OTS 的本征波长.

OTS 的本征波长与结构材料的折射率和厚度有关^[12]. 当超声波作用于光学介质时, 一维光子晶体异质结的各层介质就会产生随时间和空间呈周期性变化的弹性应变, 其折射率和厚度也会随之发生变化^[13]. 入射光通过改变后的光学介质时, OTS 的本征波长会发生一定漂移^[14].

当入射光波长在一维光子晶体异质结的本征波长 λ_0 附近时, 光被局域在一维光子晶体异质结的缺陷层中, 此时本征波长的反射率很小, 入射光基本未被反射出去, 声光开关处于断开状态; 当施加一定振幅的超声波时, 一维光子晶体异质结中各层介质的折射率和厚度均发生改变, OTS 本征波长发生漂移, 入射光波长处于高反射区域, 此时本征波长的反射率很大, 入射光基本被反射回去, 声光开关处于导通状态^[15]. 因此, 可通过是否施加一定振幅的超声波来实现声光开关.

若入射光处于一维光子晶体异质结禁带范围内的高反射区域, 此时反射率很大, 入射光基本被反射回去, 声光开关处于导通状态; 施加相应振幅的超声波时, OTS 的本征波长漂移至入射光波长, 此时入射光波长处的反射率低, 声光开关处于断开状态^[16]. 因此, 可通过是否施加与入射光波长相应振幅的超声波来实现声光开关.

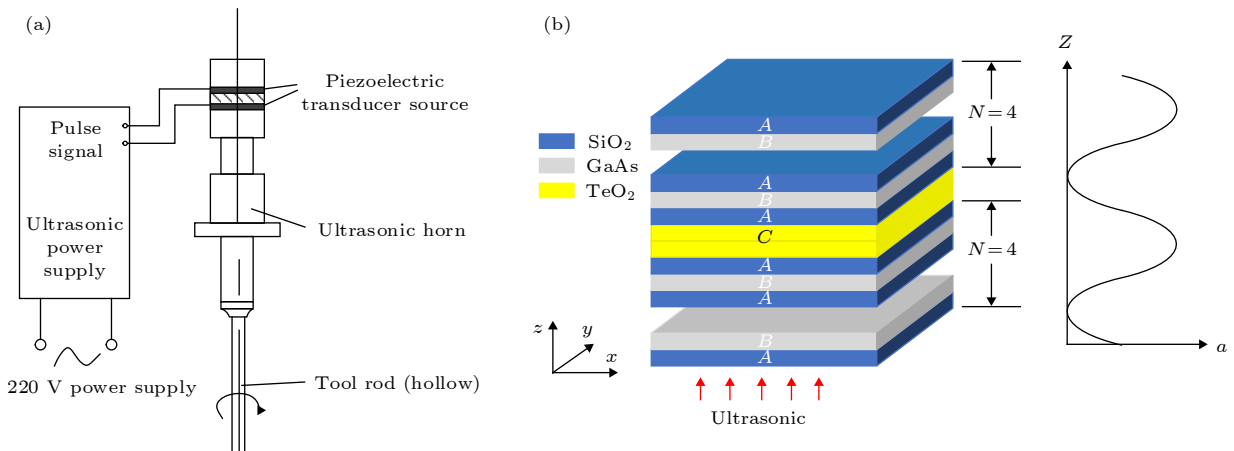


图 1 超声波装置及声光开关结构图 (a) 超声波发生器原理图; (b) 声光开关结构及超声波波形

Fig. 1. Diagram of ultrasonic device and structure of acousto-optic switch: (a) Schematic diagram of ultrasonic generator; (b) structure of acousto-optic switch and ultrasonic waveform.

3 理论模型

入射光在一维光子晶体异质结中的传输特性可用传输矩阵法^[17]来分析, 该声光开关的传输矩阵 M 为:

$$M = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} = (\mathbf{m}_A \mathbf{m}_B)^N \mathbf{m}_A \mathbf{m}_C \mathbf{m}_A (\mathbf{m}_B \mathbf{m}_A)^N, \quad (2)$$

其中: \mathbf{m}_A , \mathbf{m}_B , \mathbf{m}_C 分别代表光在 A 层、 B 层、 C 层中的传输矩阵; N 为周期数.

$$\mathbf{m}_j = \begin{bmatrix} \cos \delta_j & -ip_j^{-1} \sin \delta_j \\ -ip_j \sin \delta_j & \cos \delta_j \end{bmatrix}, \quad (3)$$

其中: $\delta_j = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) n_j d_j$, $n_j d_j$ 是对应介质层的厚度; 对于 TM 波而言 $p_j = \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} n_j \cos \theta_j$; 对于 TE 波而言 $p_j = \sqrt{\varepsilon_0 / \mu_0} n_j \cos \theta_j$; ε_0 是真空介电常数; μ_0 是真空磁导率; θ 是入射角度, $j = A, B, C$.

假设超声波从 z 轴垂直入射, 超声波进入一维光子晶体异质结时, 相对光波而言, 超声波的传播速度过慢, 近似为静止状态. 超声波的波动方程为^[18]:

$$U(z, t) = a \cos(k_s z - \Omega t), \quad (4)$$

其中, a 为振幅, Ω 为声波角频率, t 为时间, k_s 为超声波波矢. 施加超声波后, 一维光子晶体异质结在应力作用下介质会发生一定形变^[19], 折射率和厚度均会发生相应变化. 由 (4) 式可得超声波产生的应变方程为

$$S(z, t) = k_s a \sin(k_s z - \Omega t). \quad (5)$$

变化的折射率 Δn 和厚度 Δd 可分别表示为:

$$\Delta n = -\frac{1}{2} n_j^3 p_{11} S(z, t), \quad (6)$$

$$\Delta d = \int S(z, t) dz = -a \cos(k_s z - \Omega t), \quad (7)$$

其中 p_{11} 为声光系数.

当周期数为 N 时, 对第 1 个 PC 而言,

$$\begin{aligned} \Delta n_{B(2i)} &= -\frac{1}{2} n_B^3 p_{11} S(z, t) \\ &= -\frac{1}{2} n_B^3 p_{11} S(i(d_A + d_B), t), \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \Delta n_{A(2i+1)} &= -\frac{1}{2} n_A^3 p_{11} S(z, t) \\ &= -\frac{1}{2} n_A^3 p_{11} S(((i+1)d_A + id_B), t), \end{aligned} \quad (9)$$

$$\Delta d_{B(2i)} = -A \cos(k_s(i(d_A + d_B)) - \Omega t), \quad (10)$$

$$\Delta d_{A(2i+1)} = -A \cos(k_s((i+1)d_A + id_B) - \Omega t). \quad (11)$$

对中间的缺陷层 C 而言,

$$\begin{aligned} \Delta n_{C(2i+2)} &= -\frac{1}{2} n_C^3 p_{11} S(z, t) \\ &= -\frac{1}{2} n_C^3 p_{11} S(((i+1)d_A + id_B + d_C), t), \end{aligned} \quad (12)$$

$$\Delta d_{C(2i+2)} = -A \cos(k_s((i+1)d_A + id_B + d_C) - \Omega t). \quad (13)$$

对第 2 个 PC 而言,

$$\begin{aligned} \Delta n_{B(4i+2)} &= -\frac{1}{2} n_B^3 p_{11} S(z, t) \\ &= -\frac{1}{2} n_B^3 p_{11} S(((2i+1)d_A + 2id_B + d_C), t), \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \Delta n_{A(4i+3)} &= -\frac{1}{2} n_A^3 p_{11} S(z, t) \\ &= -\frac{1}{2} n_A^3 p_{11} S(((2i+2)d_A + 2id_B + d_C), t), \end{aligned} \quad (15)$$

$$\Delta d_{B(4i+2)} = -A \cos(k_s((2i+1)d_A + 2id_B + d_C) - \Omega t), \quad (16)$$

$$\Delta d_{A(4i+3)} = -A \cos(k_s((2i+2)d_A + 2id_B + d_C) - \Omega t), \quad (17)$$

其中, $\Delta n_{A(2i+1)}$ 为第 $2i+1$ 层介质 A 改变的折射率, $\Delta n_{B(2i)}$ 为第 $2i$ 层介质 B 改变的折射率, $\Delta n_{C(2i+2)}$ 为第 $2i+2$ 层介质 C 改变的折射率, $\Delta d_{A(2i+1)}$ 为第 $2i+1$ 层介质 A 改变的厚度, $\Delta d_{B(2i)}$ 为第 $2i$ 层介质 B 改变的厚度, $\Delta d_{C(2i+2)}$ 为第 $2i+2$ 层介质 C 改变的厚度, $i = N$.

产生声光效应后引起折射率变化和厚度变化, 此时的折射率 n 和厚度 d 可表示为:

$$n = n_j + \Delta n, \quad (18)$$

$$d = d_j + \Delta d. \quad (19)$$

光的反射系数 r ^[20] 可用下式表示:

$$r = \left| \frac{(M_{11} + M_{12} p_1) p_0 - (M_{21} + M_{22} p_1)}{(M_{11} + M_{12} p_1) p_0 + (M_{21} + M_{22} p_1)} \right|, \quad (20)$$

其中, p 的下标 0 表示入射空间, 下标 1 表示透射空间. 光的反射率 R 可以用下式表示:

$$R = r^2. \quad (21)$$

根据式 (8)—式 (19) 可看出超声波振幅 a 使得一维光子晶体异质结的折射率 n 和厚度 d 发生改变, 进而对 OTS 的本征波长产生影响. 因而本文通过改变超声波的振幅对 OTS 进行控制.

4 仿真结果及分析

不考虑材料的色散影响和超声波的损耗问题,使用 COMSOL Multiphysics 软件对基于 OTS 的声光开关进行仿真研究.

图 2(a) 所示为一维光子晶体的反射谱和一维光子晶体异质结的反射谱. 由图可知, 一维光子晶体的反射谱在 1200—2200 nm 范围内反射率很高, 存在一个禁带. 这是由于其周期性结构的特点, 入射光在一定波长范围内无法穿过光子晶体, 因而出现了光子带隙. 一维光子晶体异质结的反射谱中存在一个反射峰, 反射峰的中心波长在 1550 nm 处反射率极低. 图 2(b) 为 1550 nm 处的电场分布图, 入射光几乎都进入了一维光子晶体异质结, 缺陷层出现强局域现象, 并且局域的电场沿着缺陷层向两端不断衰减. 因此可以判断在 1550 nm 处存在 OTS.

对一维光子晶体异质结施加超声波, 会使各层介质的折射率和厚度发生不同程度的变化, 产生声

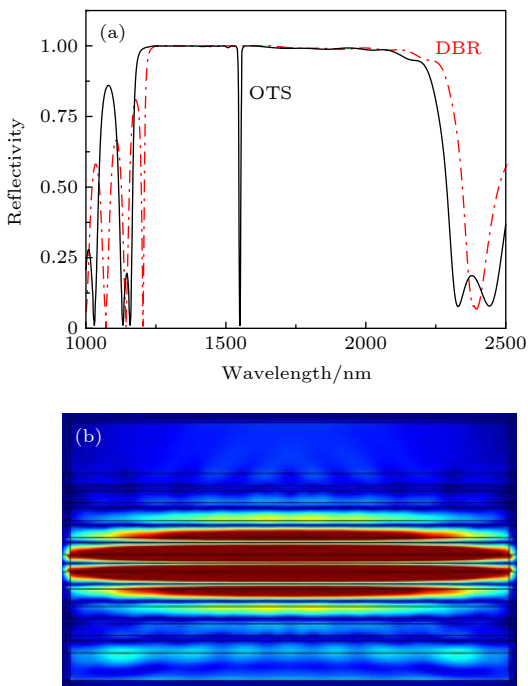


图 2 DBR 和 OTS 的反射谱及电场分布情况 (a) DBR 反射谱的禁带范围和 OTS 的反射谱; (b) 1550 nm 处电场分布图

Fig. 2. Reflection spectrum and electric field distribution of DBR and OTS: (a) Band gap of DBR reflection spectrum and OTS reflection spectrum; (b) electric field distribution at 1550 nm.

光效应, 从而一维光子晶体异质结的 OTS 的本征波长发生漂移. OTS 本征波长与超声波振幅的关系如图 3 所示.

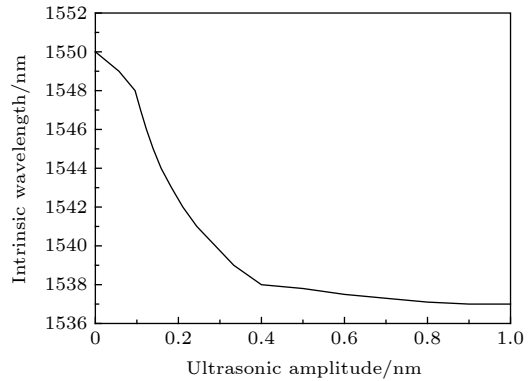


图 3 超声波振幅与 OTS 本征波长关系图

Fig. 3. Relation diagram between ultrasonic amplitude and OTS intrinsic wavelength.

由图 3 可以看出, 未施加超声波时 OTS 本征波长为 1550 nm, 随着超声波振幅的增加, 本征波长向短波方向产生一定漂移, 漂移的波长范围为 1537—1550 nm. 当振幅超过 0.4 nm 时本征波长几乎不再发生改变, 因而本文只讨论超声波振幅为 0.4 nm 以下的情况.

设置超声波激励的频率为 20 MHz, 改变超声波的振幅进行仿真实验. 假定超声波经过一维光子晶体异质结的波速为 5200 m/s. 图 4(a) 为声光开关不加超声波和施加振幅为 0.4 nm 超声波两种情况的反射谱. 从图中可以看到, 施加振幅为 0.4 nm 的超声波后 OTS 的本征波长从 1550 nm 漂移到了 1538 nm.

图 4(b) 和图 4(c) 分别给出了不加超声波和施加 0.4 nm 振幅超声波两种情况下 1538 nm 处对应的电场强度分布. 从图 4(b) 可以看出, 不加超声波时, 1538 nm 的入射光在一维光子晶体异质结界面附近并没有发生明显局域现象, 即没有激发 OTS; 施加 0.4 nm 振幅的超声波后, 1538 nm 的入射光在一维光子晶体异质结界面附近处出现强局域现象, 即 OTS 被激发, 如图 4(c) 所示.

当入射光波长在一维光子晶体异质结的本征波长为 1550 nm 附近时, 从图 4(a) 可以看出, 当不施加超声波时, 入射光大部分进入一维光子晶体异质结, 被局域在缺陷层中, 未被反射回去, 声光开关处于断开状态; 当施加振幅为 0.4 nm 的超声波后, 折射率和厚度的改变使得 OTS 的本征波长

向短波方向发生漂移, 入射光由低反射区变为高反射区, 入射光基本上被介质反射回去, 声光开关处于导通状态.

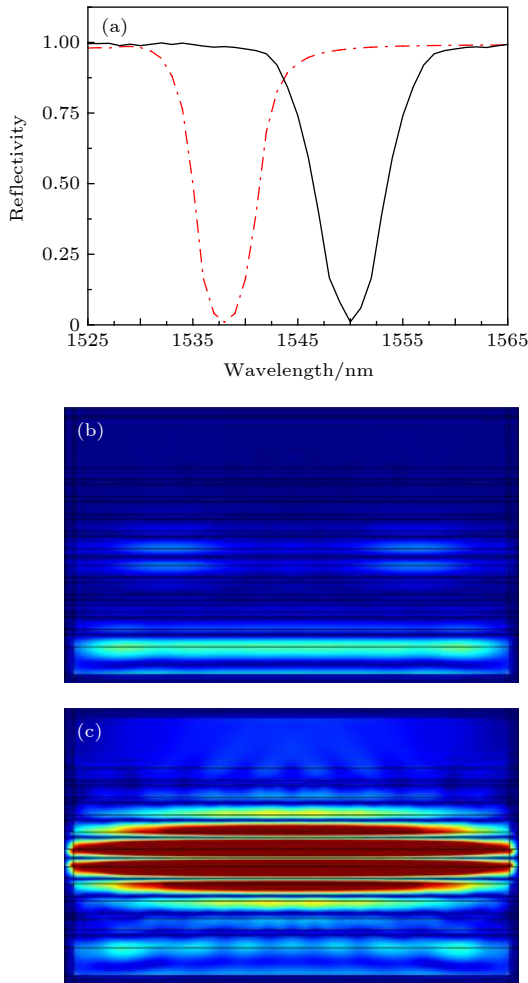


图 4 声光开关施加振幅 0.4 nm 的超声波和不加超声波的反射谱及电场图 (a) 施加振幅 0.4 nm 的超声波和不加超声波的反射谱; (b) 不加超声波 1538 nm 处电场图; (c) 施加振幅 0.4 nm 的超声波 1538 nm 处电场图
 Fig. 4. Reflection spectrum and electric field diagram of ultrasonic wave with amplitude of 0.4 nm and without ultrasonic wave: (a) The reflection spectrum of the acousto-optic switch with 0.4 nm amplitude applied and without ultrasonic; (b) electric field diagram at 1538 nm without ultrasonic; (c) electric field diagram at 1538 nm with amplitude of 0.4 nm ultrasonic wave.

当入射光处于一维光子晶体异质结禁带范围内的高反射区域, 从图 4(a) 可以看出, 当不施加超声波时, 此时反射率很大, 入射光基本被一维光子晶体异质结反射回去, 声光开关处于导通状态; 如图 3 所示, 施加相应振幅的超声波, 可使 OTS 本征波长漂移至入射光波长处, 此时入射光波长处的声光开关断开. 比如当入射光波长为 1540 nm, 施

加振幅为 0.28 nm 的超声波, OTS 的本征波长漂移至 1540 nm 处, 此时入射光波长处的反射率低, 声光开关处于断开状态. 因此, 可通过是否施加与入射光波长相应振幅的超声波来实现声光开关.

5 光开关性能分析

消光比、插入损耗、响应时间是衡量光开关性能的重要指标 [21]. 本文对基于 OTS 的声光开关的消光比、插入损耗、响应时间分别进行研究.

5.1 消光比

消光比 [22] 是指光开关导通状态和断开状态的光功率之比. 若消光比太低则会导致一系列误码问题. 消光比 η 为

$$\eta = 10 \lg (P_1/P_0), \quad (22)$$

其中, P_1 为声光开关为导通状态时的光功率, P_0 为声光开关为断开状态时的光功率.

基于 OTS 的声光开关的消光比与入射光波长的关系如图 5 所示, 其中实线表示入射光波长在一维光子晶体异质结的本征波长 λ_0 附近时, 通过是否施加 0.4 nm 振幅超声波来实现声光开关的情况; 点划线表示入射光波长在一维光子晶体异质结的高反射区域时, 通过是否施加与入射光波长相对应振幅的超声波来实现声光开关的情况.

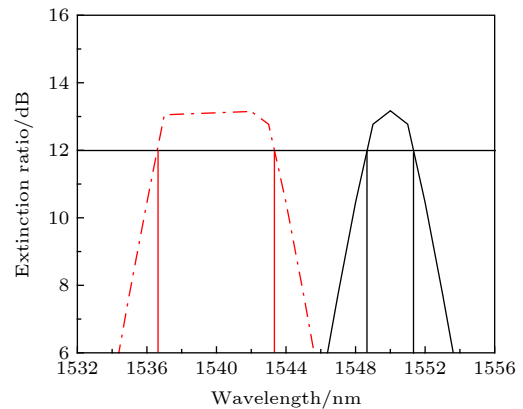


图 5 声光开关的波长与消光比的关系

Fig. 5. Relationship between the wavelength of acousto-optic switch and extinction ratio.

从图 5 中可以看出, 在是否施加 0.4 nm 振幅超声波来实现声光开关的情况下, 入射光在 1546.1—1553.8 nm 范围内, 声光开关的消光比随着波长的增大先增加后减小, 在 1550 nm 波长处

消光比最高, 达到 13.17 dB; 在 1548.8—1551.7 nm 波长范围内最低也可达 12 dB. 在是否施加与入射光相对应振幅的超声波来实现声光开关的情况下, 入射光在 1534.8—1545.8 nm 范围内, 声光开关的消光比随着波长的增大先随之增加; 在 1537—1542 nm 之间基本保持不变, 消光比最大达到 13.15 dB; 然后随入射光波长增大而减小; 在 1536.6—1543.3 nm 波长范围内消光比最低仅有 12 dB.

5.2 插入损耗

插入损耗^[22]是开关导通状态下的输出功率与输入功率之比. 插入损耗 γ 为

$$\gamma = -10 \lg(P_{\text{out}}/P_{\text{in}}), \quad (23)$$

其中, P_{out} 是声光开关导通时的输出功率, P_{in} 是声光开关导通时的输入功率.

基于 OTS 的声光开关的插入损耗与入射光波长的关系如图 6 所示, 其中实线表示入射光波长在一维光子晶体异质结本征波长 λ_0 附近时, 通过是否施加 0.4 nm 振幅超声波来实现声光开关的情况; 点划线表示入射光波长在介质高反射区域时, 通过是否施加与入射光波长相对应振幅的超声波来实现声光开关的情况.

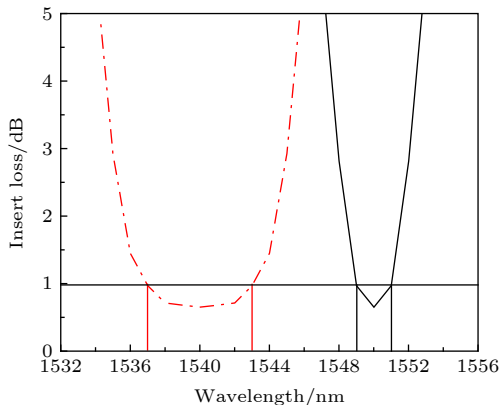


图 6 声光开关的波长与插入损耗的关系

Fig. 6. Relationship between the wavelength of acousto-optic switch and insert loss.

从图 6 中可以看出, 在是否施加 0.4 nm 振幅超声波来实现声光开关的情况下, 入射光在 1548.8—1551.7 nm 范围内, 声光开关的插入损耗随着波长的增大先减小后增加, 在 1550 nm 波长处插入损耗最低, 低至 0.65 dB; 在 1548.8—1551.7 nm 波长范围内插入损耗最高也仅有 0.97 dB. 在是否施加

与入射光相对应振幅的超声波来实现声光开关的情况下, 入射光 1536.6—1543.3 nm 范围内, 声光开关的插入损耗随着波长的增大先随之减小; 在 1538—1542 nm 之间基本保持不变, 插入损耗最低仅有 0.65 dB; 然后随入射光波长增大而增大. 在 1536.6—1543.3 nm 这一波长范围内插入损耗最高仅有 0.99 dB.

5.3 响应时间

基于 OTS 的声光开关的导通与断开由超声波施加与否实现, 可分为由“通”到“断”和由“断”到“通”两个过程, 其响应时间为两个过程达到系统稳定的时间^[23].

基于 OTS 的声光开关响应时间与入射光波长的关系如图 7 所示, 其中实线表示声光开关由“通”到“断”系统稳定所需的时间, 虚线表示声光开关由“断”到“通”系统稳定所需的时间. 可以看出在由“通”到“断”的情况下系统稳定时间不高于 13 ns, 在由“断”到“通”的情况下系统稳定时间不高于 10 ns.

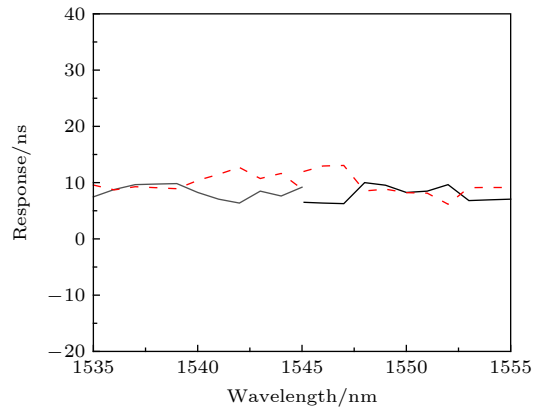


图 7 声光开关响应时间与入射光波长的关系

Fig. 7. Relationship between response time of acousto-optic switch and wavelength of incident light.

6 结论

本文利用一维光子晶体异质结的 OTS 以及声光效应, 提出了一种声光开关, 建立了这种声光开关的理论模型, 利用 COMSOL 软件进行仿真研究. 研究表明, 随着超声波振幅的增加, 一维光子晶体异质结的 OTS 本征波长向短波方向漂移, 且振幅超过 0.4 nm 后 OTS 的本征波长几乎不

再发生变化. 入射光波长为 1548.8—1551.7 nm 时, 可通过施加振幅为 0.4 nm 的超声波, 可以实现 OTS 本征波长漂移至 1538 nm 来实现声光开关. 在 1548.8—1551.7 nm 这一波长范围内消光比最低有 12 dB, 最大消光比可达到 13.17 dB, 插入损耗最高仅为 0.97 dB, 最小插入损耗仅有 0.65 dB. 入射光波长的波长范围为 1536.6—1543.3 nm 时, 可通过施加与入射光波长相应振幅的超声波, 使得 OTS 的本征波长漂移至对应的入射光波长来实现声光开关. 在 1536.6—1543.3 nm 这一波长范围内消光比最低有 12 dB, 最大消光比可达到 13.15 dB, 插入损耗最高仅为 0.99 dB, 最小插入损耗仅有 0.65 dB. 声光开关的响应时间不高于 13 ns.

本文设计的声光开关易于集成, 和现有声光开关相比, 消光比更高, 插入损耗更低, 更具有优越性, 可在未来光通信中得到有效应用.

参考文献

- [1] Liu L 2002 *Opt. Fib & Cab. Appl. Techno.* **6** 10 (in Chinese) [刘琳 2002 光纤与电缆及其应用技术 **6** 10]
- [2] Giles C R, Aksyuk V, Barber B, Ruel R, Stulz L, Bishop D 1999 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **5** 18
- [3] Yin X, Wang J Y 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 3565 (in Chinese) [尹鑫, 王继扬 2004 物理学报 **53** 3565]
- [4] Cuadrado-Laborde C, Diez A, Cruz J 2011 *Laser & Photonics Rev.* **5** 404
- [5] Chen Y, Ming H 2012 *Photonic Sens.* **2** 37
- [6] Kavokin A V, Shelykh I A, Malpuech G 2005 *Phys. Rev. B* **72** 3102
- [7] Goto T, Dorofeenko A V, Merzlikin A M, Baryshev A V, Vinogradov A P, Inoue M, Lisyansky A A, Granovsky A B 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 113902
- [8] Jiang Y, Zhang W L, Zhu Y Y 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 167307 (in Chinese) [蒋瑶, 张伟利, 朱叶雨 2013 物理学报 **62** 167307]
- [9] Gabrys P, Seo S, Wang M 2017 *Nano. Lett.* **18** 579
- [10] Rossi K, Baletto F 2017 *Phys. Chem. Chem. Phys.* **19** 11057
- [11] Zhang Z, Li Y, Liu W 2016 *J. OPTICS-UK* **18** 025103
- [12] Fang Y, Ni Y, He H, Hu J 2014 *Opt. Commun.* **32** 99
- [13] Wu H, Xu F, Lu Y Q 2012 *Chin. J. Laser* **39** 105010 (in Chinese) [吴皓, 徐飞, 陆延青 2012 中国激光 **39** 105010]
- [14] Zhu Q G, Dong X Y, Wang C F, Wang Y, Chen W D 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 034209 (in Chinese) [朱奇光, 董昕宇, 王春芳, 王宁, 陈卫东 2015 物理学报 **64** 034209]
- [15] Lin Y, Chang W, Wu C 2010 *Opt. Express* **18** 26959
- [16] Xiao L, Liu Y, Wang W, Geng F 2006 *Chin. Phys. Lett.* **23** 645
- [17] Li P L, Gao H, Luan K Z, Lu Y Q 2020 *Spectrosc Spect Anal* **40** 650 (in Chinese) [李培丽, 高辉, 栾开智, 陆云清 2020 光谱学与光谱分析 **40** 650]
- [18] Li Q L, Wen T D, Xu L P 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 18 (in Chinese) [李乾利, 温廷敦, 许丽萍 2013 物理学报 **62** 18]
- [19] Qian X, Li J, Lu M, Lu Y, Chen Y 2009 *J. Appl. Phys.* **106** 43107
- [20] Bandyopadhyay R, Chakraborty R 2015 *Opt. Eng.* **54** 117105
- [21] Wang L, Li P L 2018 *Stud Opt. Commun.* **209** 63 (in Chinese) [王磊, 李培丽 2018 光通信研究 **209** 63]
- [22] Jandaghian A, Lotfalian A, Kouhkan M 2017 *Opt. Eng.* **56** 12901
- [23] Takada K, Satoh S 2018 *Appl. Optics.* **57** 5235

Research on acousto-optic switch based on optical tamm state

Zhang Ruo-Yu Li Pei-Li[†] Gao Hui*(Department of Opto-Electronic Engineering, Nanjing University of Posts and Telecommunications, Nanjing 210023, China)*

(Received 16 March 2020; revised manuscript received 14 April 2020)

Abstract

An acousto-optic switch scheme based on optical tamm state (OTS) is proposed. The acousto-optic switch's structure is one-dimensional photonic crystal heterostructure, which is composed of three materials: silicon dioxide, gallium arsenide and tellurium dioxide. All three materials are acousto-optic materials, which can ensure the acousto-optic effect when the ultrasonic wave and the light wave are incident at the same time. Due to the acousto-optic effect, the refractive index and thickness of one-dimensional photonic crystal heterostructures are changed by ultrasonic. The acousto-optic switch changes the ultrasonic amplitude to shift the intrinsic wavelength of OTS to the shorter wave direction. With the increase of ultrasonic amplitude, the intrinsic wavelength of OTS hardly changes after the amplitude exceeds 0.4 nm. This means that the ultrasonic wave with an amplitude of 0.4 nm can shift the intrinsic wavelength to 1538 nm. The acousto-optic switch realizes the on-off function within the permitted range. In this paper, the theoretical model of the acousto-optic switch is established. The propagation of ultrasonic wave in one-dimensional photonic crystal heterostructure is analyzed by theoretical model. The propagation of light in the medium after acousto-optic effect is analyzed by transmission matrix method. The simulation is carried out through COMSOL Multiphysics software. The results show OTS exists and localization can be seen in the electric field diagram. The acousto-optic switch of 1548.8–1551.7 nm can be realized by applying certain amplitude of ultrasonic or not. In this wavelength range, the extinction ratio is not lower than 12 dB and the insertion loss is not higher than 0.97 dB. The maximum extinction ratio is 13.17 dB, and the minimum insertion loss is only 0.65 dB. The acousto-optic switch of 1536.6–1543.3 nm can be realized by applying ultrasonic wave with amplitude corresponding to the length of incident light. In this wavelength range, the extinction ratio is not lower than 12 dB, and the insertion loss is not higher than 0.99 dB. The maximum extinction ratio is 13.15 dB, and the minimum insertion loss is only 0.65 dB. The response time of the acousto-optic switch is less than 13 ns. The acousto-optic switch has the characteristics of high extinction ratio and low insertion loss. It has a good application prospect and can be effectively applied in future optical communication.

Keywords: acousto-optic switch, optical tamm state, photonic crystal, acousto-optic effect**PACS:** 42.79.Jq, 42.70.Qs**DOI:** 10.7498/aps.69.20200396

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