

基于交叉相位调制效应的硅基全光 Fredkin 门

虞若兰¹, 李军¹, 陈伟伟^{1*}, 汪鹏君^{2**}¹ 宁波大学信息科学与工程学院, 浙江 宁波 315211;² 温州大学电气与电子学院, 浙江 温州 325035

摘要 虽然传统的 Fredkin 门可以很好地实现相应的逻辑功能, 但是其消光比和串扰还有待进一步改善。鉴于此, 本文提出并设计一种基于交叉相位调制效应的硅基全光 Fredkin 门, 该全光可逆逻辑门由两个 2×2 的定向耦合器、一个 2×1 的定向耦合器、一个 1×2 的定向耦合器以及两个相移臂构成。利用泵浦光与信号光在相移臂中引发的交叉相位调制效应, 可以改变上、下相移臂中信号光的相位差, 从而在所设计器件的不同端口处输出不同幅度的光波, 继而实现 Fredkin 门的逻辑功能。与此同时, 利用 MATLAB 并融入分步傅里叶法对所设计的硅基全光 Fredkin 门进行仿真分析。仿真结果表明, 器件的最差消光比可达 48.46 dB。

关键词 集成光学; 可逆逻辑; 硅基光波导; 交叉相位调制; Fredkin 门

中图分类号 TN491

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202141.0913001

Silicon-Based All-Optical Fredkin Gate Using Cross-Phase Modulation Effect

Yu Ruolan¹, Li Jun¹, Chen Weiwei^{1*}, Wang Pengjun^{2**}¹ Faculty of Electrical Engineering and Computer Science, Ningbo University, Ningbo, Zhejiang 315211, China;² College of Mathematical, Physics and Electronic Information Engineering, Wenzhou University, Wenzhou, Zhejiang 325035, China

Abstract Although the traditional Fredkin gate can achieve the corresponding logic function, its extinction ratio and crosstalk need further improvement. In view of this, a silicon-based all-optical Fredkin gate based on the cross-phase modulation effect is proposed and designed. The all-optical reversible logic gate consists of two 2×2 directional couplers, a 2×1 directional coupler, and a 1×2 directional coupler and two-phase shift arms. By using the cross-phase modulation effect caused by the pump light and the signal light in the phase shifter arm, the phase difference of the signal light in the upper and lower phase shift arms can be changed, outputting light waves of different amplitudes at different ports of the designed device. Then, it realizes the logic function of the Fredkin gate. Besides, MATLAB and integrating the split-step Fourier method are used to simulate and analyze the designed silicon-based all-optical Fredkin gate. The simulation results show that the worst extinction ratio of the device can reach 48.46 dB.

Key words integrated optics; reversible logic; silicon waveguide; cross-phase modulation; Fredkin gate

OCIS codes 130.3120; 130.3750

1 引言

随着半导体工艺的发展, 芯片的集成度与信

息处理能力逐渐提升, 但速度、功耗和带宽限制了传统的电互连在现代高性能信息传输和处理系统中的应用, 如何实现快速、高效以及大容量的数据

收稿日期: 2020-10-12; 修回日期: 2020-11-03; 录用日期: 2020-12-01

基金项目: 国家自然科学基金(61875098, 61874078)、中国浙江省自然科学基金(LY20F050003)、宁波市自然科学基金(2018A610133)

* E-mail: chenweiwei@nbu.edu.cn; ** E-mail: wangpengjun@wzu.edu.cn

交换与处理成为了目前亟需解决的问题之一。光是理想的信息载体之一,具有高速、大容量及并行的内在特性,所以光互连可突破电互连的瓶颈,为信息传输和处理提供有效的解决方案。作为基本的逻辑单元,光逻辑门是实现光学计算与处理的核心器件之一。相较于电光逻辑门而言,全光逻辑门可避免光-电-光信号的转换,更适用于未来的全光网络。针对未来全光网络对智能重构、速率带宽以及能耗体积等发展需求,光子器件的集成化必不可少。硅光子技术可利用兼容互补金属氧化物半导体(CMOS)工艺制作相应的集成光子器件,该器件具有高速率、低功耗和宽带宽等特点,该工艺为实现光子器件的集成化提供了优良的平台^[1-9]。

Landauer^[10]已证明每丢失一位不可逆信息就会产生 $kT\ln 2$ 的热量,其中 k 为玻尔兹曼常数, T 为热力学温度。随着光子芯片集成度的不断提高,这一热量将呈指数的形式增长。但基本的逻辑门,如与、或、异或等的逻辑操作均是不可逆操作,这会造成信息的丢失,从而产生热量。为了避免信息丢失而产生热量,可将不可逆操作转为可逆操作。可逆逻辑操作是一种在输入和输出的向量之间存在一对一映射的计算范式,可避免信息的丢失,从而提供高速的计算速率^[11]。

可逆的基本逻辑门一般包含 Feynman 门、Fredkin 门和 Toffoli 门等^[12-14]。近年来,Fredkin 门是通用的可逆逻辑门之一,即采用该逻辑门可实现任何可逆的逻辑操作,为此引起科研学者的广泛关注。2012 年,Chattopadhyay^[15] 基于马赫-曾德尔干涉型光开关和半导体放大器(SOA),实现了 4 输入 4 输出的改进型全光 Fredkin 门,其最差消光比达到 13 dB。2014 年,Sethi 等^[16] 提出一种利用硅基微环实现的 Fredkin 门,其最差消光比约为 8.13 dB。2016 年,Cohen 等^[17] 设计了可逆逻辑的矩阵形式,利用基于石墨烯-硅混合波导的克尔效应并使用定向耦合器和相移器来实现了 Fredkin 门。2019 年,Bharti 等^[18] 提出了一种基于双光子吸收效

应的硅基全光 Fredkin 门,其最大消光比为 12.23 dB。2020 年,Kashtiban 等^[19] 采用光子晶体结构设计了一种全光 Fredkin 门,而该器件的最差串扰为 -10 dB。虽然上述报道的 Fredkin 门可以很好地实现相应的逻辑功能,但是其消光比或串扰有待进一步改善。

鉴于此,本文提出并设计一种基于交叉相位调制(XPM)效应的硅基全光 Fredkin 门。利用泵浦光与信号光的交叉相位调制效应,可以改变信号光在两个相移臂中的相位差,从而控制光波在所设计硅基全光 Fredkin 门的不同端口输出,继而实现 Fredkin 门的逻辑操作。与此同时,采用分步傅里叶法(SSFM)并结合 MATLAB 对所设计的硅基全光 Fredkin 门进行仿真分析以及逻辑验证,可为进一步优化硅基全光可逆逻辑器件的设计提供参考。

2 器件原理与设计

硅基全光 Fredkin 门的结构如图 1(a)所示,该器件由 4 个定向耦合器(DC)和两条相同的相移臂构成。其中,用于分束泵浦光的 1×2 的 DC 记为 DC 1,其分束比记为 S_{r1} ,用于合束泵浦光与信号光的 2×1 的 DC 记为 DC 2,其分束比记为 S_{r2} ,两个 2×2 的 DC 分别记为 DC 3 和 DC 4,其分束比分别记为 S_{r3} 和 S_{r4} 。DC 3 和 DC 4 和两条相移臂可用于形成一个马赫-曾德尔结构的光开关,即通过改变相移臂的相位差来控制信号的输出。相移臂的截面如图 1(b)所示。从图 1(b)可以看到,实验采用的是矩形波导结构,其中上包层、芯层和下包层分别为空气、硅以及二氧化硅。在工作波长为 2300 nm 的情况下,所支撑的横电(TE)模式的模场分布如图 1(c)所示。

硅基全光 Fredkin 门是基于交叉相位调制效应来实现的。为了描述交叉相位调制效应,并考虑自由载离子吸收(FCA)、三光子吸收(3PA)以及泵浦光远大于信号光的情况,波导中耦合的非线性薛定谔方程组可表示为^[20-22]

$$\frac{\partial A_p}{\partial z} + i \frac{\beta_{2p}}{2} \frac{\partial^2 A_p}{\partial T^2} - \frac{\beta_{3p}}{6} \frac{\partial^3 A_p}{\partial T^3} = i\gamma_p (|A_p|^2) A_p - \frac{\beta_{3PA}}{2A_{eff}^2} |A_p|^4 A_p - \frac{1}{2}(\alpha_1 + \alpha_{fc}) A_p, \quad (1)$$

$$\frac{\partial A_s}{\partial z} + d \frac{\partial A_s}{\partial T} + i \frac{\beta_{2s}}{2} \frac{\partial^2 A_s}{\partial T^2} - \frac{\beta_{3s}}{6} \frac{\partial^3 A_s}{\partial T^3} = i\gamma_s (2|A_p|^2) A_s - \frac{\beta_{3PA}}{2A_{eff}^2} |A_s|^4 A_s - \frac{1}{2}(\alpha_1 + \alpha_{fc}) A_s, \quad (2)$$

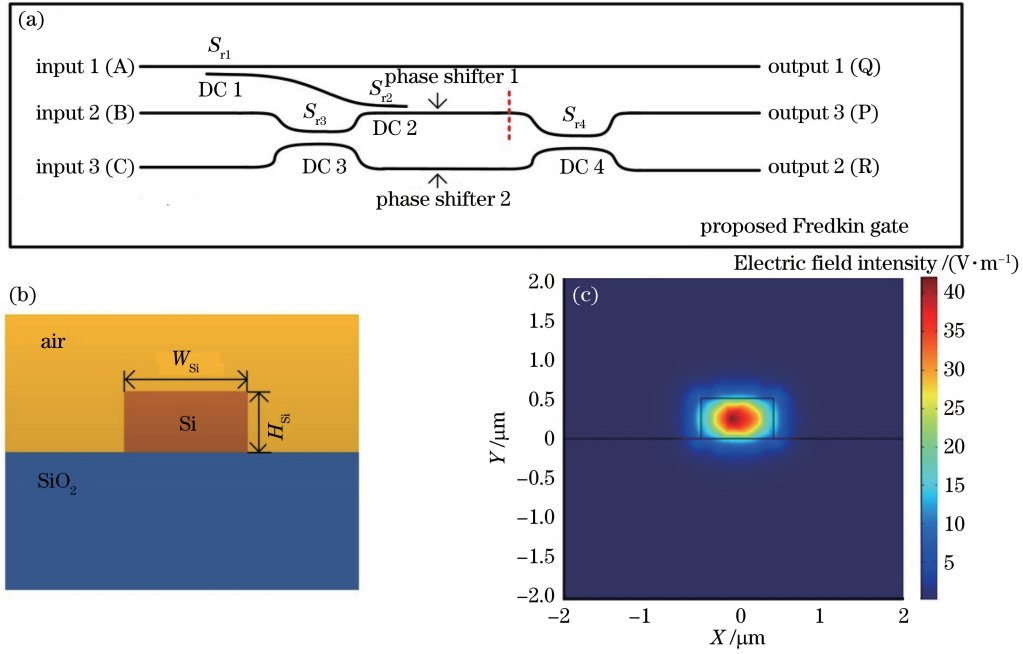


图 1 基于 XPM 效应的硅基全光 Fredkin 门。(a)结构示意图;(b)相移臂的截面示意图;(c) TE 模式的模场分布
Fig. 1 Silicon-based all-optical Fredkin gate based on XPM effect. (a) Structural schematic; (b) schematic of section of phase shift arm; (c) mode field distribution of TE mode

$$\alpha_{fc} = \frac{q^3 \lambda^2}{4\pi^2 c^3 \epsilon_0 n} \left[\frac{N_e}{(0.26m_0)^2 u_e} + \frac{N_h}{(0.39m_0)^2 u_h} \right], \quad (3)$$

$$T_0 = \frac{T_{FWHM}}{2\ln(1 + \sqrt{2})}, \quad (4)$$

$$A_{p(s)} = \sqrt{P_{p(s)}} \exp(-0.5T^2/T_{0,p(s)}^2), \quad (5)$$

式中: s 和 p 分别为信号光与泵浦光; $T = t - \beta_{1p}z$, 其中 t 为引入参考系前的时域坐标, T 为引入参考系后的时域坐标, z 为光的传输距离, β_1 为群速度的倒数; T_{FWHM} 为泵浦光与信号光的脉宽; A_p 为泵浦包络复振幅; A_s 为信号包络复振幅; β_2 为群速度色散系数; β_3 为三阶色散系数; γ 为非线性系数, $\gamma = 2\pi n_2/(\lambda A_{eff})$, n_2 为非线性折射率, A_{eff} 为有效模面积, λ 为中心波长; β_{3PA} 为三光子吸收系数, 其大小与非线性系数的虚部有关; α_1 为线性吸收系数; α_{fc} 为自由载流子吸收系数; q 为电子电量; N_e 为电子浓度; N_h 为空穴浓度; m_0 为电子质量; μ_e 为电子迁移率; μ_h 为空穴迁移率; ϵ_0 为真空介电常数; n 为传输导体折射率; d 为 β_{1s} 与 β_{1p} 的差, 即走离参数; T_0 为脉宽; P 为输入功率。由交叉相位调制效应引起的非线性相移^[23]可表示为

$$\varphi_s(L, \tau) = \frac{\gamma_s P_p L \sqrt{\pi}}{\delta} [\text{erf}(\tau - \tau_d + \delta) - \text{erf}(\tau - \tau_d)], \quad (6)$$

式中: $\tau = T/T_0$; $\tau_d = T_d/T_0$; $\delta = dL/T_0$; L 为相移臂长度; T_d 为泵浦光与信号光的初始时延; δ 为与相移臂末端的相位信息相关联的参数; $\text{erf}(\cdot)$ 为误差函数。由(1)~(6)式分析可知, 当输入泵浦光的幅度发生变化时, 泵浦光经过 DC 1 分束并通过 DC 2 将其与信号光合束, 在相移臂 1 中与信号光发生交叉相位调制效应可以使信号光的相位发生变化, 从而改变两个相移臂中信号光的相位差, 进而控制光信号在 DC 4 不同端口输出。假定 input 1 端口不存在泵浦光的输入, input 2 和 input 3 端口不存在信号光的输入, 记信号 A、B 和 C 均为逻辑 0, 由于光波未从 input 1、input 2 和 input 3 端口输入, 则无信号从 output 1、output 2 和 output 3 端口输出, 即信号 Q、P 和 R 均为逻辑 0; 假定泵浦光和信号光不从 input 1 和 input 3 端口输入, 而信号光从 input 2 端口输入, 即记信号 A、B 和 C 分别为逻辑 0、逻辑 1 和逻辑 0; 信号光从 input 2 端口输入经过 DC 3 后一分为二, 则上下相移臂的相位差为 0, 再由 DC 4 合束后并从 output 2 端口输出, 即信号 Q、P 和 R 分别为逻辑 0、逻辑 0 和逻辑 1; 类似的其他情况皆可依次列出, 具体如表 1 所示, 其中在 XPM 这一列中, 1 表示相移臂 1 中发生交叉相位调制效应, 0 表示相移臂 1 中未发生交叉相位调制效应。

表 1 不同输入下硅基全光 Fredkin 门的输出
Table 1 Output of silicon-based all-optical Fredkin gates with different inputs

Input signal			Output signal			XPM
A	B	C	Q	P	R	
0	0	0	0	0	0	0
0	0	1	0	0	1	0
0	1	0	0	1	0	0
0	1	1	0	1	1	0
1	0	0	1	0	0	0
1	0	1	1	1	0	1
1	1	0	1	0	1	1
1	1	1	1	1	1	1

3 分析与讨论

实验采用分步傅里叶法 (SSFM) 来求解非线性薛定谔方程组。首先将耦合波非线性薛定谔方程组内的两个方程改写为^[24]

$$\frac{\partial A_s}{\partial z} = (\hat{D}_s + \hat{N}_s)A_s \quad (7)$$

$$\frac{\partial A_p}{\partial z} = (\hat{D}_p + \hat{N}_p)A_p, \quad (8)$$

式中: \hat{D} 为微分算符, 表示介质的色散和线性损耗; \hat{N} 为非线性算符, 表示脉冲传输过程中非线性效应的影响, 两个算符分别可表示为

$$\hat{D}_p = -\frac{i\beta_{2p}}{2} \frac{\partial^2}{\partial T^2} + \frac{i\beta_{3p}}{6} \frac{\partial^3}{\partial T^3} - \frac{\alpha_1}{2}, \quad (9)$$

$$\hat{D}_s = d \frac{\partial}{\partial T} - \frac{i\beta_{2s}}{2} \frac{\partial^2}{\partial T^2} + \frac{i\beta_{3s}}{6} \frac{\partial^3}{\partial T^3} - \frac{\alpha_1}{2}, \quad (10)$$

$$\hat{N}_p = -\frac{1}{2}\alpha_{fc} + i\gamma|A_p|^2 - \frac{\beta_{3pA}}{2A_{eff}^2}|A_p|^4, \quad (11)$$

$$\hat{N}_s = -\frac{1}{2}\alpha_{fc} + i\gamma|A_p|^2 - \frac{\beta_{3pA}}{2A_{eff}^2}|A_s|^4. \quad (12)$$

当光脉冲在波导中沿着一个方向传播时, 原则上色散和非线性是同时作用的, 而分步傅里叶法假定其分别作用, 可以得到一个近似的结果。采用分步傅里叶法的变换过程如图 2 所示。光场在 $h/2$ 的距离传输上只考虑色散的作用, 在 $z+h/2$ 位置处考虑非线性, 表示整个区间 h 上的非线性效应区, 则最后剩下的 $h/2$ 区间只与色散有关, 最终得到波形 $A(z+h, T)$ 。最后, 令 h 值趋近于零, 则波导末端波形的表达式为

$$A_s(z, T) \approx \exp(h\hat{D}_s/2) \left[\prod_{m=1}^M \exp(h\hat{D}_s) \exp(h\hat{N}_s) \right] \exp(h\hat{D}_s/2) A_s(0, T), \quad (13)$$

$$A_p(z, T) \approx \exp(h\hat{D}_p/2) \left[\prod_{m=1}^M \exp(h\hat{D}_p) \exp(h\hat{N}_p) \right] \exp(h\hat{D}_p/2) A_p(0, T). \quad (14)$$

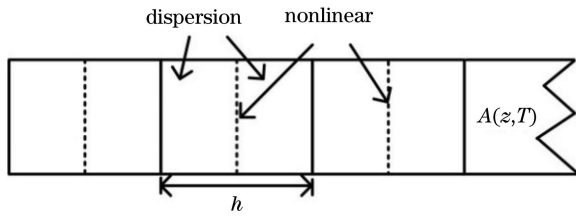


图 2 分步傅里叶法的变换示意图

Fig. 2 Schematic of fractional Fourier transform method

为了获取硅基全光 Fredkin 门的最佳性能, 需对波导的结构参数进行优化。波导线性吸收系数 α_1 、器件的最差消光比以及所需的泵浦光功率随波导宽度和高度的变化关系, 如图 3 所示。其中波导线性吸收系数 α_1 通过仿真获得; 器件的最差消光比通过 $E_R = 10 \lg(P_{1\min}/P_{0\max})$ 计算而得, $P_{1\min}$ 为逻辑 1 输出的最小光功率, $P_{0\max}$ 为逻辑 0 输出的最大光功率; 所需的泵浦光功率由 (6) 式计算得到。从图 3(a) 可以看到, 当波导的高度为 500 nm 时, 波导线性吸收系数随波导宽度的变化呈现轻微浮动; 当

波导高度分别为 600 nm 和 700 nm 时, 波导线性吸收系数随波导宽度的增加而快速增大。从图 3(b) 可以看到, 当波导高度为 500 nm 时, 器件的最差消光比随波导宽度的变化较为平缓; 当波导高度分别为 600 nm 和 700 nm 时, 器件的最差消光比随波导宽度的增加而增加。从图 3(c) 可以看到, 在给定波导宽度的情况下, 波导高度值越大, 器件所需的泵浦光功率则越大; 在给定波导高度的情况下, 器件所需的泵浦光功率随波导宽度的变化呈现不同程度的浮动。通过分析比较图 3(a)~3(c) 可知, 波导宽度和高度的选择需权衡波导线性吸收系数 α_1 、器件的最差消光比以及所需的泵浦光功率之间的关系。当波导宽度和高度分别为 900 nm 和 500 nm 时, 波导线性吸收系数 α_1 和器件所需的泵浦光功率均可取到较小值, 分别为 54.154 dB/m 和 24.172 W, 器件的最差消光比可取到较大值, 值为 48.46 dB。由 (6) 式可知, 若使输入信号光的相位变化 π , 则相应的输入信号的 P_s 为 24.172 mW 以及相移臂长

度 L 为 1.83 mm。在仿真过程中,硅和二氧化硅的折射率设为 3.44^[25] 和 1.43^[26], n_2 值为 $5 \times 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$ ^[27], $\beta_{3\text{PA}}$ 值为 $2.5 \times 10^{-26} \text{ m}^3/\text{W}^2$ ^[28], $N_h = N_e = 10^{18} \text{ cm}^{-13}$ ^[29-30]。耦合器分束比对 Fredkin 门最差消光比的影响如图 4 所示。从图 4(a)可以看到,当 DC 1 的分束比从 1:99 变为 7:93 时,信号光本身的自相位调制效应 (SPM) 逐渐增大,这会对交叉相位调制效应造成影响,导致

消光比减小,因此 DC 1 的最佳分束比为 1:99。从图 4(b)~4(d) 可以看到,当 DC 2、DC 3 和 DC 4 的分束比均为 50:50 时,器件的最差消光比最佳。其中 DC 1 的耦合长度和耦合间距可设为 0.900 μm 和 0.15 μm ; DC 2 的耦合长度和耦合间距可设为 9.025 μm 和 0.05 μm ; DC 3 和 DC 4 的耦合长度和耦合间距均可设为 9.325 μm 和 0.05 μm 。

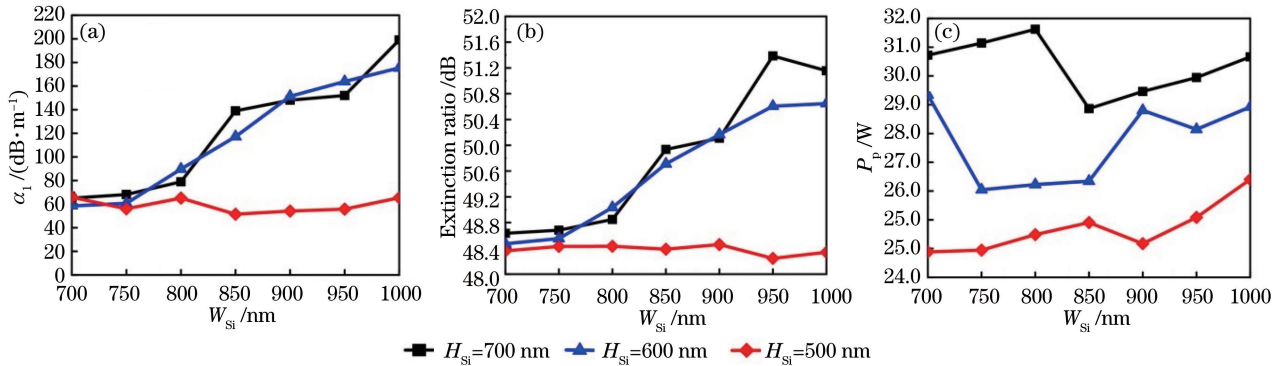


图 3 波导结构参数对硅基全光 Fredkin 门性能的影响。(a)波导线性吸收系数; (b)最差消光比; (c)泵浦光功率

Fig. 3 Influence of waveguide structural parameters on performance of silicon-based all-optical Fredkin gate. (a) Waveguide linear absorption coefficient; (b) worst extinction ratio; (c) pump light power

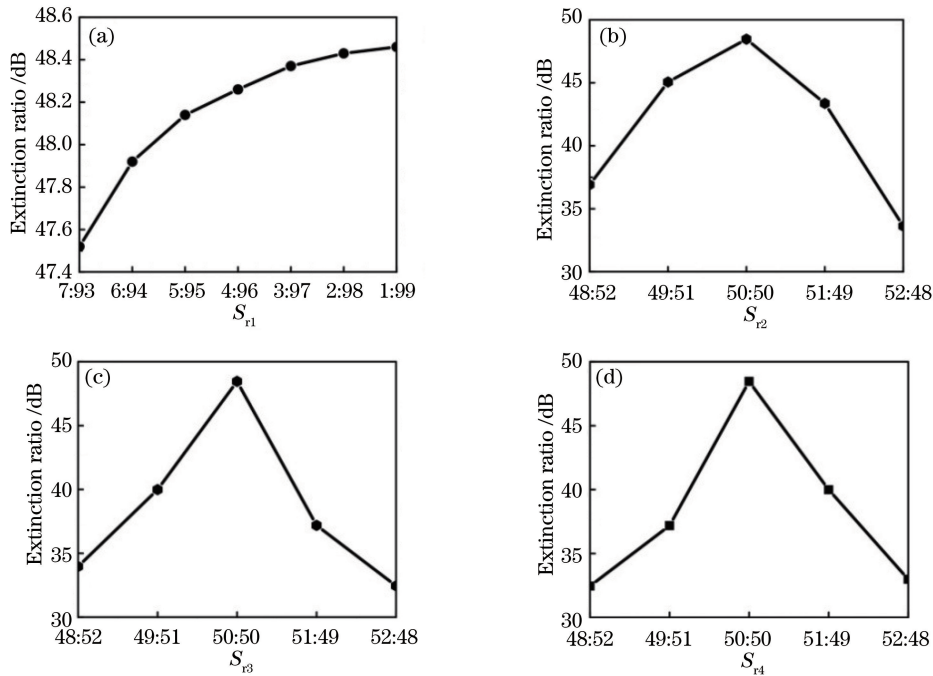


图 4 分束比对硅基全光 Fredkin 门的最差消光比影响。(a) S_{r1} ; (b) S_{r2} ; (c) S_{r3} ; (d) S_{r4}

Fig. 4 Influence of beam splitting ratio on worst extinction ratio of silicon-based all-optical Fredkin gate.

(a) S_{r1} ; (b) S_{r2} ; (c) S_{r3} ; (d) S_{r4}

在波导结构优化的基础上,通过在 input 1 输入端口加载中心波长为 2400 nm 的泵浦光,在 input 2

和 input 3 输入端口加载中心波长为 2300 nm 的信号光,利用交叉相位调制效应控制光波在 output 1、

output 2 和 output 3 输出端口输出,继而实现 Fredkin 门可逆逻辑操作。若存在功率大于 1 mW 的光信号在 2400 nm 工作波长处从 output 1 端口输出,以及在 2300 nm 工作波长处从 output 2 和 output 3 端口输出,则记信号 Q、R 或 P 为逻辑 1;若不存在功率大于 1 mW 的光信号在 2400 nm 工作波长处从 output 1 端口输出,以及在 2300 nm 工作波长处从 output 2 和 output 3 端口输出,则记信号 Q、R 或 P 为逻辑 0。当 input 1、input 2 和 input 3 输入端口加载光信号的功率为 0 mW 时,即信号 A、B 和 C 全为逻辑 0。此时,器件的三个输出端口未获得光信号,即信号 R、Q 和 P 均为逻辑 0;当 input 1、input 2 和 input 3 输入端口加载光信号的 $P_p = 24.172$ W、 $P_{s1} = 24.172$ mW 和 $P_{s2} = 24.172$ mW 时,即信号 A、B 和 C 全为逻辑 1,加载的泵浦光经过 DC 1 分束后从 output 1 端口输出光功率为 24.172 mW 的光信号,加载的信号光经过 DC 1 和 DC 2 后,再通过 DC 4 从 output 2 和 output 3 端口分别输出光功率为 16.270 mW 的光信号,即信号 R、Q 和 P 记均为逻辑 1;当 input 1 输入端口加载光信号的功率为 0 mW,而 input 2 和 input 3 输入端口加载光信号的 $P_{s1} = 24.172$ mW 和 $P_{s2} = 24.172$ mW 时,即信号 A、B 和 C 分别为逻辑 0、逻辑 1 和逻辑 1。此时,信号光经过 DC 3、DC 2 和 DC 4 传输后,从 output 2 和 output 3 输出端口分别输出功率为 16.15 mW 的光信号,此时 output 1 输出端口获得光信号的功率接近 0 mW,即信号 Q、R 和 P 分别记为逻辑 0、逻辑 1 和逻辑 1;当 input 2 输入端口加载光信号的功率为 0 mW,而 input 1 和 input 3 输入端口加载光信号的 $P_p = 24.172$ W 和 $P_{s2} = 24.172$ mW 时,即信

号 A、B 和 C 分别为逻辑 1、逻辑 0 和逻辑 1。此时,加载的泵浦光经过 DC 1 分束后从 output 1 端口输出功率为 24.172 mW 的光信号,信号光经过 DC 3、DC 2 和 DC 4 传输后,从 output 2 端口输出功率为 16.27 mW 的光信号,此时 output 3 端口输出功率为 2.302×10^{-4} mW 的光信号,即信号 Q、R 和 P 分别记为逻辑 1、逻辑 1 和逻辑 0;类似的其他状态皆可依次列出,具体如表 2 所示。各个逻辑状态下,Fredkin 门的输出频谱如图 5 所示。当加载的信号 A、B 和 C 的逻辑数分别为 ‘00011111000001110’, ‘11001011001100100’ 和 ‘01011000110101100’ 时,output 1、output 2 和 output 3 端口的输出情况如图 6 所示。从图 6 可以看到,output 1 输出端口的信号 Q 的逻辑结果为 ‘00011111000001110’, output 2 输出端口的信号 R 的逻辑结果为 ‘11011000001101100’, output 3 输出端口的信号 P 的逻辑结果为 ‘01001011110100100’。由此可见,所设计的 Fredkin 门可以很好地完成相应的逻辑功能,其最差消光比为 48.46 dB。通过器件的对比度 $C_R = 10\lg(P_{1\text{mean}}/P_{0\text{mean}})^{[18]}$ 可以计算得到器件的对比度为 52.15 dB,其中 $P_{1\text{mean}}$ 为逻辑 1 输出的平均光功率, $P_{0\text{mean}}$ 为逻辑 0 输出的平均光功率。此外,由能耗 $E_c = \int_{-\infty}^{+\infty} A_p(T') dT'$ 计算可得该器件的能耗约为 14.13 pJ^[15]。表 3 为所设计的硅基全光 Fredkin 门与文献[15-18]所提出的 Fredkin 门的性能参数,其中 NA 为文章中未提到该项数据。从表 3 可以看到,所设计的硅基全光 Fredkin 门的消光比远大于文献[15-18]所提出的 Fredkin 门。若需要进一步提升器件的消光比以及减小器件所需的泵浦光功率,则可通过优化波导芯层材料的方式。

表 2 硅基全光 Fredkin 门在不同输入功率下的输出功率

Table 2 Output power of silicon-based all-optical Fredkin gate at different input power

Input 1 /W	Input 2 /mW	Input 3 /mW	Output 1 /mW	Output 2 /mW	Output 3 /mW
0	0	0	0	2.302×10^{-4}	2.302×10^{-4}
0	0	24.172	0	2.302×10^{-4}	16.15
0	24.172	0	0	16.15	2.302×10^{-4}
0	24.172	24.172	0	16.15	16.15
24.172	0	0	24.172	2.302×10^{-4}	2.302×10^{-4}
24.172	0	24.172	24.172	16.27	2.302×10^{-4}
24.172	24.172	0	24.172	2.302×10^{-4}	16.27
24.172	24.172	24.172	24.172	16.27	16.27

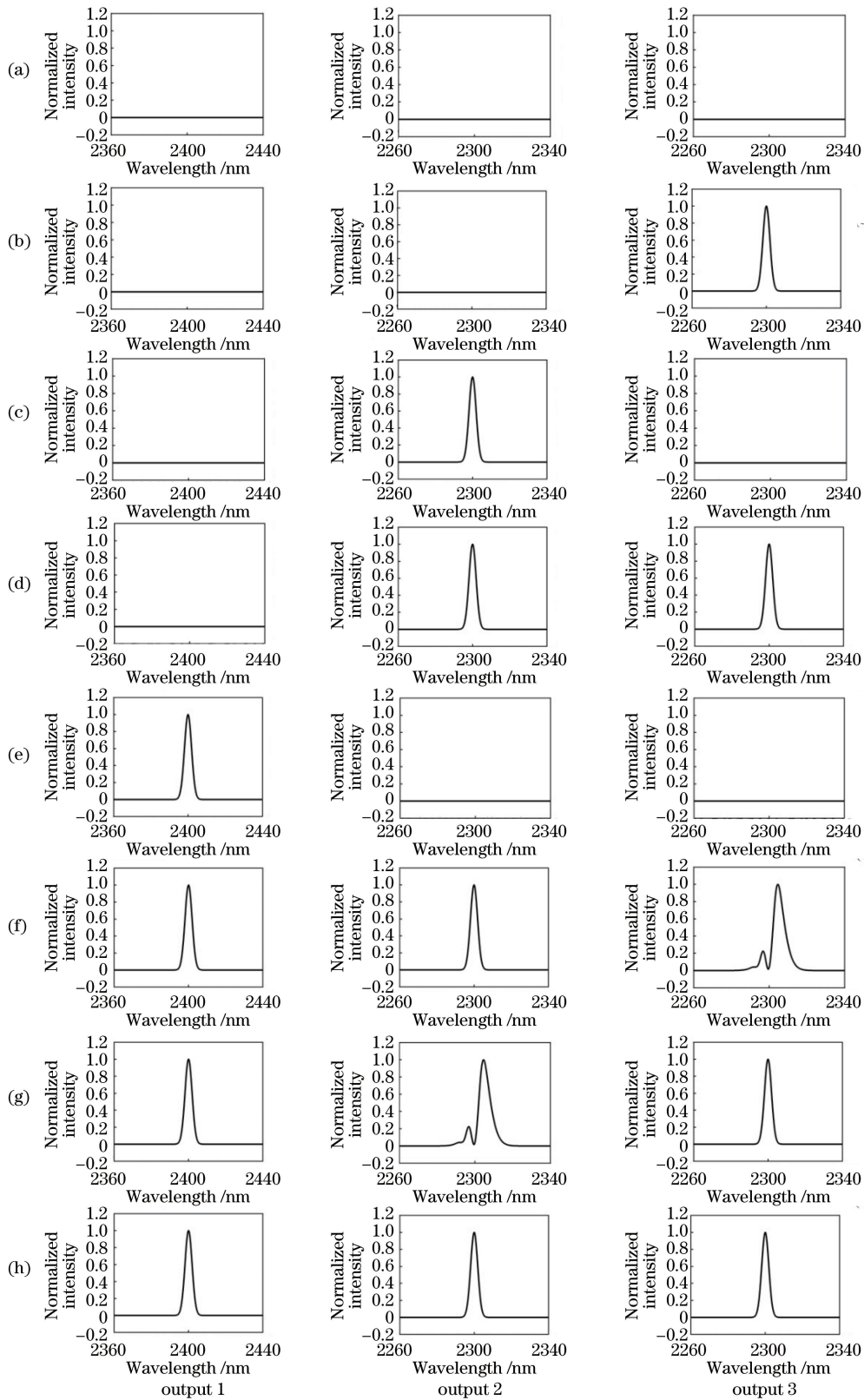


图 5 硅基全光 Fredkin 门在不同逻辑状态下的频谱图。(a)输出信号为 000;(b)输出信号为 001;(c)输出信号为 010;
(d)输出信号为 011;(e)输出信号为 100;(f)输出信号为 110;(g)输出信号为 101;(h)输出信号为 111

Fig. 5 Spectrum of silicon-based all-optical Fredkin gates in different logic states. (a) Output signal is 000; (b) output signal is 001; (c) output signal is 010; (d) output signal is 011; (e) output signal is 100; (f) output signal is 110; (g) output signal is 101; (h) output signal is 111

- computing process[J]. IBM Journal of Research and Development, 1961, 5(3): 183-191.
- [11] Shi X F. Deutsch, Toffoli, and CNOT gates via rydberg blockade of neutral atoms [J]. Physical Review Applied, 2018, 9(5): 051001.
- [12] Wang P J, Ding J, Chen W W, et al. Plasmonic Feynman gate based on suspended graphene nano-ribbon waveguides at THz wavelengths [J]. IEEE Photonics Journal, 2019, 11(3): 18715045.
- [13] Wang P J, Ding J, Chen W W, et al. Terahertz plasmonic SWAP and Fredkin gates utilizing graphene nano-ribbon waveguides[J]. Optics Communications, 2020, 463: 125397.
- [14] Kashtiban M H, Banaei H A, Tavakoli M B, et al. Creation of a fast optical Toffoli gate based on photonic crystal nonlinear ring resonators[J]. Journal of Computational Electronics, 2020, 19(3): 1281-1287.
- [15] Chattopadhyay T. All-optical modified fredkin gate [J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2012, 18(2): 585-592.
- [16] Sethi P, Roy S. All-optical ultrafast switching in 2×2 silicon microring resonators and its application to reconfigurable DEMUX/MUX and reversible logic gates[J]. Journal of Lightwave Technology, 2014, 32(12): 2173-2180.
- [17] Cohen E, Dolev S, Rosenblit M, et al. All-optical design for inherently energy-conserving reversible gates and circuits[J]. Nat Commun, 2016, 7: 11424.
- [18] Bharti G K, Rakshit J K. Micro-ring resonator based all optical reversible logic gates and its applications [J]. Optoelectronics and Advanced Materials-Rapid Communications, 2019, 13: 10-19.
- [19] Kashtiban M H, Banaei H A, Tavakoli M B, et al. All-optical Fredkin gate using photonic-crystal-based nonlinear cavities[J]. Applied Optics, 2020, 59(3): 635-641.
- [20] Zhou P, Gao S M, Li X B, et al. Enhancement of nonlinear phase shift for format conversion in silicon waveguides [J]. Proceedings of SPIE, 2013, 8855: 88550T.
- [21] Tien E K, Huang Y W, Gao S M, et al. Discrete parametric band conversion in silicon for mid-infrared applications [J]. Optics Express, 2010, 18(21): 21981-21989.
- [22] Soref R, Bennett B. Electrooptical effects in silicon [J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1987, 23(1): 123-129.
- [23] Hsieh I W, Chen X G, Dadap J I, et al. Cross-phase modulation-induced spectral and temporal effects on co-propagating femtosecond pulses in silicon photonic wires[J]. Optics Express, 2007, 15(3): 1135-1146.
- [24] Taha T R, Ablowitz M I. Analytical and numerical aspects of certain nonlinear evolution equations. II. Numerical, nonlinear Schrödinger equation [J]. Journal of Computational Physics, 1984, 55(2): 203-230.
- [25] Aspnes D E, Studna A A. Dielectric functions and optical parameters of Si, Ge, GaP, GaAs, GaSb, InP, InAs, and InSb from 1.5 to 6.0 eV [J]. Physical Review B, 1983, 27(2): 985.
- [26] Tan C Z. Determination of refractive index of silica glass for infrared wavelengths by IR spectroscopy [J]. Journal of Non-Crystalline Solids, 1998, 223(1/2): 158-163.
- [27] Wang Z L, Liu H J, Huang N, et al. Influence of three-photon absorption on mid-infrared cross-phase modulation in silicon-on-sapphire waveguides [J]. Optics Express, 2013, 21(2): 1840-1848.
- [28] Pearl S, Rotenberg N, van Driel H M, et al. Three photon absorption in silicon for 2300-3300 nm [J]. Applied Physics Letters, 2008, 93(13): 131102.
- [29] Lin Q, Painter O J, Agrawal G P, et al. Nonlinear optical phenomena in silicon waveguides: modeling and applications[J]. Optics Express, 2007, 15(25): 16604-16644.
- [30] Adams M J, Ritchie S, Robertson M J, et al. Optimum overlap of electric and optical fields in semiconductor waveguide devices [J]. Applied Physics Letters, 1986, 48(13): 820-822.