

纳米光子学全光开关研究进展

李淳飞[†]

(哈尔滨工业大学物理系 哈尔滨 150001)

摘要 全光开关是全光网络和数字光信息处理的基本器件,该器件主要基于非线性光学原理.自激光发明以来,对该器件的研究已历时半个世纪.虽然全光开关的基础研究十分活跃,研究成果丰硕,但是至今尚未做出实用器件.文章分析了全光开关面临的困难,指出只有在极小的时空条件下,也就是采用飞秒激光驱动的纳米尺寸器件,才有可能研制出低开关功率、高开关速度、低插入损耗的实用的全光开关器件.文章简要介绍了近 10 年来纳米全光开关的研究成果,包括纳米尺寸干涉仪开关(空间开关)、量子限制光双稳触发器(时间开关)、半导体光放大器的波长转换器(波长开关)、光子晶体带隙移动开关和表面等离子体激元开关(强度开关)等 5 类 16 种典型的纳米全光开关器件.

关键词 全光开关,非线性光学,纳米光子学

All-optical switches based on nanophotonics

LI Chun-Fei[†]

(Department of Physics, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China)

Abstract The all-optical switch (AOS) is the basis of digital optical information processing, and is a basic device of future all-optical communication, computing, and networks. Since the laser appeared, the AOS has been studied for more than 40 years, but no practical devices have been developed so far. The main reason is that the nonlinear-optics based AOS presents difficulties which are hard to overcome. Recent research shows that nanophotonics and superfast photonics may be able to overcome these difficulties. In this paper we will describe the progress over nearly ten years in the investigation of AOSs based on nanoscale waveguides and nanophotonic materials, some all-optical switches have already achieved the specifications required by current applications, with a switching power on the order of milliwatts and switching time below nanoseconds.

Keywords all-optical switching, nonlinear optics, nanophotonics

1 全光开关概述

1.1 研究全光开关的意义

在与人类生活与生产密切相关的信息技术领域,信息传输、信息交换和信息处理等关键技术已有几百年的发展历史,经历过人工方法、电磁技术、电子技术等几个发展阶段,现在正在向光子技术阶段发展.特别是激光发明以后的半个世纪以来,光纤通信技术有了很大的发展,现已实现了数百 Gb/s 甚至 Tb/s 的全光传输.为了进一步克服信息量剧增的困难,提高光纤通信的效率,人们正在建设“三网合一”和“光纤到户”的光通信网.

与此同时,人们采用光通信技术,将电子计算机

终端相互连接,形成光互联网;将光纤传感器及处理器相互连接,形成物联网;将巨型电子计算机内部各插板、芯片以及芯片内元件间相互连接,形成计算机内部的光互连网络;最近人们还研究基于光通信技术的量子保密通信与量子计算.总之,正在发展中的各种光网络都需要采用光通信技术.

但是目前以光通信技术为基础的光网络,还处在光电混合的发展阶段:光信号的传输,由于波分复用和全光放大技术的应用,已经实现了全光传输;但是光信号的交换仍采用电子技术,由此形成了网络传输容量和网络交换容量的巨大不匹配.为了突破

2011-05-23 收到

[†] Email: cfli@yahoo. cn

信息交换的“电子瓶颈”，必须发展全光交换技术，从而构建全光网络。所谓全光网络，是指信息的传输、交换和处理全部在光域中完成的网络。

全光网络是由光链路和光节点等组成的，光信息以波分复用和时分复用两种形式在光纤链路中传输，当这些光信息到达网络的节点时，节点器件（如可控光路由器、光交换连接器、光分插复用器等）将对光信息进行路由、交换和处理。这些节点器件全部是由全光开关组成的。因此，全光网络的基础是全光开关技术；全光开关是一种“以光控光”的基本器件。

当代信息领域的最大成就是电子计算机的广泛应用，而电子计算机是建立在电子开关晶体管的基础上。没有晶体管，就没有当今的计算机。光子技术虽然自激光发明以来取得了很大的成就，但是人类至今没有完全掌握控制光子的技术。当前只有电控的光开关，没有光控的光开关，也就是没有“光晶体管”。因此，当今的光信息处理技术，只有模拟，没有数字的，以致于目前还不能实现全光通信、全光计算机以及其他数字光信息处理系统。

1.2 全光开关的工作原理与分类

光开关可以定义为：在一定的驱动方式下，把光信号的某个参量（强度、波长、方向或偏振等）从一种状态快速地、可逆地、不连续地转变为另一种状态的过程。驱动光开关可用电控和光控两种方式。电控光开关是利用电光、热光、磁光、声光、旋光（液晶）和微机电系统（MEMS）等效应，以电场（或电压、电流）驱动开关动作。这类电光开关已有产品在市场上销售，它的优点是：结构简单，制作成本较低，驱动功率较低；缺点是：需要经过光—电—光的转换，因而工作效率低，开关速度慢（ms—ns），噪声大。电控光开关可以应用于信息量不太大、信息传输速率不太高的光电混合光网络系统。

全光开关是“以光控光”的开关。由于光子不带电，光子间不能直接相互作用，必须通过非线性光学的方法实现光开关，即用控制光（或泵浦光）的高功率改变介质的参量（如折射率或吸收系数），从而实现对信号光的开关控制（交叉泵浦型）；或者利用信号光本身的高功率，改变介质的参量，实现对信号光的开关控制（自泵浦型）。下面以一个 1×2 的空间（方向或通道）开关为例，说明交叉泵浦型和自泵浦型两种全光开关的工作原理。

图 1 中的两种全光开关，只要控制光的作用保持不变或信号光保持高功率状态，输出信号光将维持在开启通道，只要撤去控制光或恢复输入信号光

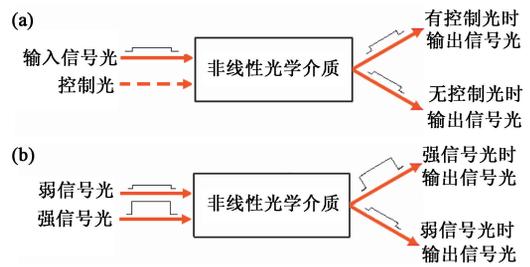


图 1 全光开关原理示意图 (a) 高功率控制光作用于介质实现信号光的开关(交叉泵浦);(b) 高功率信号光作用于介质实现信号光的开关(自泵浦)

的弱功率状态，输出信号光就会立即回到关闭通道。

其实对于以上空间开关的每一单通道都是一个单通道的强度开关。单通道全光开关的开关特性如图 2 所示。在泵浦光的入射功率 P_i' 高于阈值开关功率 P_{th} 的情况下，器件的输出信号光会从低输出功率状态转换到高输出功率状态 ($0 \rightarrow P_i'$)，而且高态输出信号光的维持时间等于泵浦光的作用时间 Δt 。由于载流子复合寿命等因素的限制，一般全光开关的关闭时间远长于开启时间，因此有一拖尾存在。

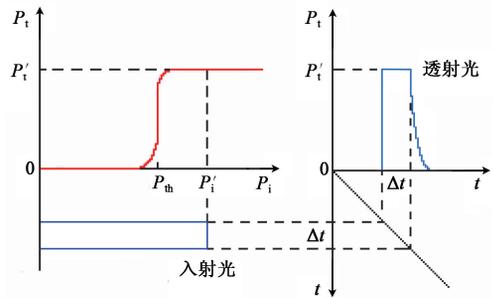


图 2 红线为单通道全光开关的开关特性：输入控制光随输出信号光的变化 ($P_i' \rightarrow P_i'$)；蓝线为输入控制光功率随时间的变化 ($P_i' \rightarrow t$) 和输出信号光功率随时间的变化 ($P_i \rightarrow t$) (见《物理》网刊彩图)

全光开关还有一种与电子触发器 (flip-flop) 类似的光触发器开关。器件工作在光学双稳态模式。要用一束入射光使器件维持在双稳区的某个工作点。同时，需要用两束超短的控制脉冲光来触发器件，分别使器件开启与关闭，如图 3 所示。工作在双稳区的器件抗干扰能力强，并且没有关闭开关时的拖尾现象，因此此器件工作稳定，同时开关速度大为提高。光触发器开关的开启工作时间是由两光脉冲的时间间隔决定的，因此称为时间开关。

依据光的强度参量变化的光开关可以分为强度单路开关（如光纤光栅开关）、强度空间开关（如干涉仪型开关）和强度时间开关（如光触发器）三种。考虑到在现代光通信中采用波分复用和时分复用通信系统，每个荷载光信号的光波都以波长为标记，因此依

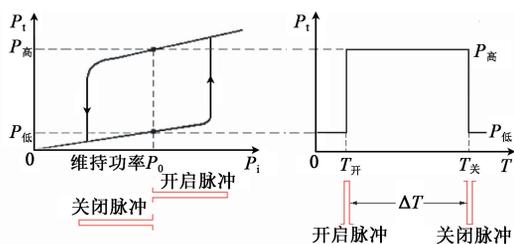


图3 双稳态光触发器开关原理

据光的波长参量变化的光开关,也可以分为三种:波长转换开关、波长空间开关和波长时间开关.图4列出了综合考虑光的强度和波长参量以及它们的时空特性构成的6种全光开关.

	强度开关	波长开关
	P_1 P_2 例: 光栅型光开关	λ_1, λ_2 例: 波长变换器
空间开关	P_1 P_2 例: 干涉仪型开关	λ_1, λ_2 λ_2, λ_1 例: 可控光路由器
时间开关	P_1 P_2 例: 光触发器	λ_1, λ_2 λ_2, λ_1 例: 光分组交换器

图4 考虑光的强度和波长参量以及它们的时空特性构成的6种全光开关原理

波长转换开关是为了消除波长堵塞的现象而设计的,它可将一个波长为 λ_1 的载波的比特信号转移到另一个波长为 λ_2 的载波上去,并保持信号比特谱不变,这种开关被称为波长转换器.波长空间开关是将并行传输的光信号分别送至不同通道,并可实现通道转换,如可控的波长路由器.波长时间开关则是将按时序排列串行传播的信号分别根据每个信息头的指令送入不同的通道,并可在这些通道中进行交换,这正是分组交换(包交换)的功能.

全光开关的非线性机制主要有两类,即光克尔效应和双光子折射效应.根据Kramers-Kronig关系,这两种效应分别来自于单光子吸收和双光子吸收.(1)式是强度为 I 的信号光通过波导的长度方向(z 坐标)的传输方程,其等式右边反映了这两种光吸收效应^[1]:

$$\frac{dI}{dz} = -\alpha I - \beta I^2 \quad (1)$$

式中 α 是单光子吸收系数, β 是双光子吸收系数.在连续光或宽脉冲光的作用下,通常 βI 远小于 α ,因而双光子效应不明显,单光子效应是主要的.在这种情况下,非线性机制以光克尔效应为主,即材料折射率的变化 Δn 与泵浦光的功率 P 成正比:

$$\Delta n = n_2 (P/S) \propto P \quad (2)$$

这里的 n_2 为材料的非线性折射系数, S 为有效波导截面积.但是在飞秒超短脉冲光作用下,双光子效应的贡献成为主要的.对于半导体材料,双光子效应会引起载流子密度减小,材料的折射率变大,折射率的变化 Δn 与泵浦光平均功率的平方 $\overline{P^2}$ 成正比^[2]:

$$\Delta n \propto |\Delta N| \propto \overline{P^2} \quad (3)$$

可见,飞秒激光引起的双光子效应导致的折射率变化,比连续光或宽脉冲光引起的光克尔效应导致的折射率变化大得多.计算表明,对于石英材料的全光开关,双光子效应比光克尔效应所需的阈值开关功率要低3个数量级;而开关时间要快3个数量级.

全光开关的工作原理除了非线性光学原理之外,还有一种光致相变原理,在强光作用下,可能改变组成介质的物理状态或分子结构,例如使材料在光照下发生固态-液态-气态的转变;或者使某一波长的透射率变化(光致变色),从而改变介质的折射率或吸收系数.但是改变介质的物态或分子结构不但要消耗较大的光功率,而且开关速度较慢,因此光致相变方法有一定的局限性.大部分全光开关器件的工作原理还是基于非线性光学效应.

1.3 非线性干涉仪全光开关

研究最多的全光开关是基于非线性干涉仪原理的空间开关(或通道开关),如双光束干涉型的非线性M-Z干涉仪开关、非线性Sagnac干涉仪开关、多光束干涉型的非线性环共振器开关和含环共振器的非线性M-Z干涉仪开关.非线性干涉仪的原理如图5所示.这里我们考虑自泵浦的情况.具有功率 P 的信号光从端口1入射非线性干涉仪,产生光克尔效应,引起干涉仪的两干涉臂的折射率变化,导致两臂间光的相位差 $\Delta\phi$,当 $\Delta\phi = \pi$ 时,输出光从输出端口2转变为输出端口3.对M-Z干涉仪开关, $\Delta\phi$ 是两臂上光的相位差;对于环共振器开关, $\Delta\phi$ 是光环行相邻两周的相位差.

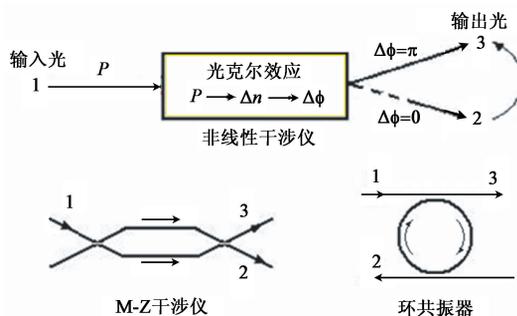


图5 非线性干涉仪全光开关原理以及两种典型的干涉仪(开关的必要条件是 $\Delta\phi = \pi$)

表 1 给出自泵浦情况下的上述 4 种 1×2 的非线性干涉仪型全光开关原理图和阈值开关功率公式^[3].

表 1 4 种典型的非线性干涉仪全光开关的原理图和阈值开关功率公式

干涉仪类型	光开关原理图	阈值开关功率
非对称 M-Z 干涉仪		$P_{inc} = \frac{\lambda S}{n_2 L}$
含非对称耦合器 Sagnac 干涉仪		$P_{inc} = \frac{\lambda S}{n_2 L} \cdot \frac{1}{2 1 - 2C_r }$
双耦合器环共振器		$P_{inc} = \frac{\lambda S}{n_2 L} \cdot \frac{\pi}{2} \cdot \frac{1}{F_{max}}$
含环共振器 M-Z 干涉仪		$P_{inc} = \frac{\lambda S}{n_2 L} \cdot \left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \cdot \frac{1}{F_{max}^2}$

对于普通光纤型或平面波导型非线性干涉仪全光开关,用以上公式算得它们的阈值开关功率为几瓦至几千瓦,比目前光通信所用的毫瓦量级的光信号功率高得多,这种光开关显然是不适用的.如何降低干涉仪型全光开关的阈值开关功率呢?从这类光开关的阈值开关功率公式可见,它们都包含着一个共同的因子 $\lambda S/n_2 L$.此外,含环共振器的光开关还包含一个在分母位置的精细度 F_{max} .根据这些公式,可以采取以下几种措施来降低阈值开关功率:(1)选用非线性折射系数 n_2 大的材料,如掺稀土的石英波导,但掺杂要付出增加光吸收的代价;(2)延长波导的长度 L .为了不增加器件总体尺寸,可采用环形结构.但是环腔的光子寿命会限制器件的开关速度,只能达到纳秒量级;(3)对于环形腔器件,应该尽量提高环的精细度 F_{max} ,但要受环损耗的限制,为了抵消损耗,可在环中插入光放大器,但这样就使器件的结构变得复杂;(4)减小波导的有效截面积 S .这是降低开关功率的最好办法.若把波导的横向尺寸从 μm 降到 nm ,则可以使阈值开关功率从 kW 降到 mW .因此,应用纳米光子学技术研制纳米全光开关器件,是实现全光开关实用化的必然途径.

1.4 全光开关实用化的困难与发展趋势

全光开关最重要的性能参量是阈值开关功率(驱动功率)、开关时间(开关速度)和插入损耗(光学透明).实用的全光开关器件应该达到以下技术指标:(1)开关功率应在毫瓦以下.这样才能与光通信中的光信号功率相当,驱动功率太大,会使器件发热太多,不仅耗能过多,而且使工作不稳定.(2)开关时间应在

皮秒以下.这样才能超过电子开关的最高速度(皮秒).但是由于受材料响应时间和环腔光子寿命的限制,一般的全光开关的开关时间只能达到 ns 量级.(3)插入损耗应在 0.1 分贝以下.插入损耗来源于器件的光吸收、光散射、非线性效应以及器件内部的连接损耗.插入损耗太大,开关器件不能进行级联运转.

总之,实用的全光开关必须是低功耗、高速度和低损耗的器件.要求构成光开关的材料具有很高的光学非线性,对泵浦光有快速响应以及对工作波长有高透明度.此外,要求器件结构简单,体积小,制备工艺简单,易大规模集成,稳定性好,寿命长,成本低等.

全光开关的研究自激光诞生后开始已历时半个世纪,为什么至今仍做不出实用的全光开关器件?其主要困难是什么?研究实用的全光开关有以下主要困难:(1)全光开关一般采用三阶非线性光学材料,需要较高的驱动功率.为了降低阈值开关功率,必须选用光学非线性很强的材料.但是对应于光学非线性最强的波长往往处于介质吸收光谱的峰值附近,该波长的泵浦光会造成材料的强吸收,一方面使开关器件无法级联工作;另一方面会产生很强的热效应,使器件工作不稳定.也就是说,全光开关存在着光学非线性与光吸收、热稳定性的矛盾.(2)光开关的开启伴随着光子激发载流子进行能级跃迁的过程,开启速度较快,可达皮秒量级;但是光开关的关闭与载流子的复合过程有关,一般载流子的复合寿命在数十纳秒量级.因此全光开关的关闭速度一般比开启速度要慢得多.也就是说,全光开关存在着开启速度与关闭速度之间的矛盾.(3)开关功率较低的材料(如液晶)一般开关速度很低;而开关速度较高的材料(如有机材料)需要的开关功率很高.所以,在开关功率与开关速度之间存在着根本性的矛盾.

有人建议使用弱光非线性材料(如光折变材料)来做光开关,但是这类材料一般是二阶非线性材料,必须采用复杂的级联技术才能实现全光开关,而且开关速度很慢.

由于以上三个矛盾的存在,为了获得高质量的全光开关,只能在光开关的几个技术指标之间寻找一个适当的平衡点.目前的光通信系统对光开关速度的要求还不算太高,因此,降低阈值开关功率成为当前全光开关研究的主要目标.

上节已谈到,只有采用纳米尺度的开关器件或用纳米材料来做光开关,才能达到毫瓦量级的开关功率.而且,采用飞秒激光激发下的双光子效应,可

以使光开关的开关功率和开关时间都大为降低. 因此, 实用化的全光开关只有在空间和时间极小的条件下才可能实现. 总之, 采用纳米尺寸的光开关器件, 并以飞秒激光驱动, 才有可能实现满足实用需要的全光开关.

1.5 用于纳米全光开关器件的材料

纳米全光开关器件有两类: 一类是用透明材料(如硅、玻璃、有机材料等)制备的纳米尺寸的波导干涉仪型光开关; 另一类是用纳米光子学材料制备的纳米结构的全光开关. 研究较多的纳米光子学材料是具有周期性结构的纳米材料, 它有以下三种, 现分别介绍如下:

1.5.1 量子限制材料

这是由两种不同带隙的半导体材料交替生长而成的材料, 每层厚度约几十纳米. 有量子阱(一维限制)、量子线(二维限制)和量子点(三维限制)等结构. 如图 6 所示. 图中下部分是导带电子态密度按电子能量的分布. 量子限制材料存在势阱和分立能级, 具有极强的光学非线性. 将两种材料周期性地交替生长形成的多量子阱结(MQW), 如图 7 所示. 这种周期性结构具有光放大能力, 可用于制备各种有源器件(如光放大器和激光器)以及无源器件(如光学双稳器件和光波导器件). 工作在不同波长的半导体多量子阱采用不同材料与组分, 如 GaAs/AlGaAs 用于 850nm 可见光波段, InP/InGaAsP 用于 1550nm 近红外波段.

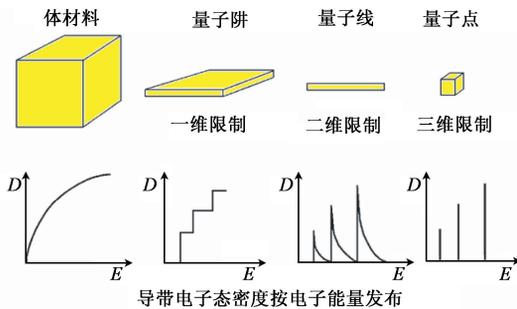


图 6 上部分是三种半导体量子限制材料与体材料示意图, 下部分是导带电子态密度随电子能量的分布函数

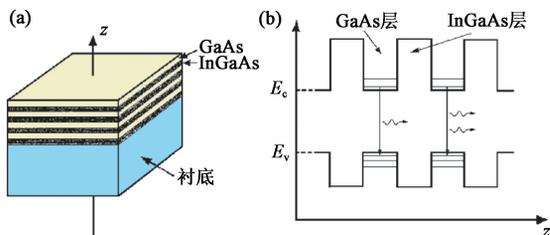


图 7 半导体多量子阱 (a) 材料生长; (b) 多量子阱能带结构

1.5.2 光子晶体材料

这是由两种不同折射率的电介质材料组成的周

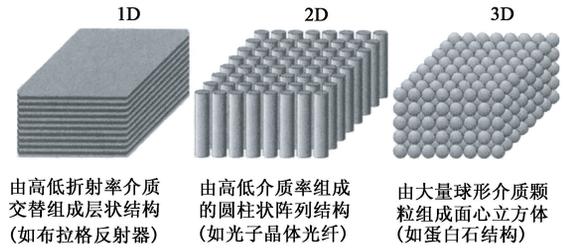


图 8 三种光子晶体结构

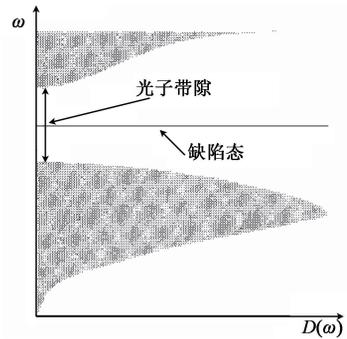


图 9 光子晶体的带隙结构(频率随态密度变化), 缺陷态处于带隙中

期性纳米结构, 有一维的、二维的和三维的, 如图 8 所示. 每层厚度为百纳米量级. 光子晶体具有两种重要特性: 带隙特性和缺陷态特性, 如图 9 所示. 缺陷态处于带隙中, 波长在带隙内的光禁止传播, 波长在带隙外的光则可传播; 而波长在缺陷态外的光禁止传播, 波长在缺陷态内的光则可传播. 利用这两种特性可以制备基于控制光导致透射谱位移的强度型光开关.

1.5.3 金属纳米材料

在金属和电介质的界面, 光与周期性电磁场(表面等离子体激元)相互耦合, 产生表面等离子体激元极化子波(SPP). SPP 波在界面的垂直方向迅速衰减, 但在金属-电介质界面内传播, 并可用金属光栅耦合输入与输出. 如图 10 所示. 利用在控制光作用下界面两边的任一材料产生相变, 或者 SPP 波被共振吸收等原理, 可实现光开关.

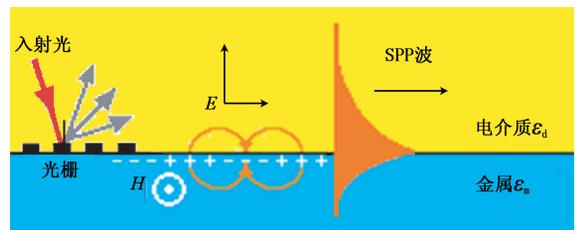


图 10 在金属和电介质的界面传播的 SPP 波

2 典型的纳米全光开关

2.1 纳米干涉仪光开关

本节介绍两种由纳米截面光波导构成的环形共

振器全光开关. 此外还介绍一种用光子晶体的缺陷波导构成的 M-Z 干涉仪光开关. 它们都是 1×2 的干涉仪型纳米空间开关.

2.1.1 含环共振器 M-Z 干涉仪型光开关

1999 年, Boyd 课题组 Heebner 等人提出, 在对称 M-Z 干涉仪的一个臂上耦合一个环形共振器^[4], 相当于把该臂无限延长, 用以积累该臂上光的非线性相移. 在考虑光克尔非线性效应时, 当入射光足够强并使两臂相位差达到 π 时, 则实现输出光在两端口的开关转换. 他们推导出了阈值开关功率的公式, 表明阈值开关功率与环精细度的平方成反比. 我们进一步研究了双耦合器环共振器光开关, 并推导出其阈值开关功率公式, 发现阈值开关功率与环精细度成反比. 以上讨论都未考虑环形干涉仪中的损耗, 如环的吸收损耗、耦合器的插入损耗以及器件的连接损耗. 实际的损耗将使开关器件不能工作. 因此, 2004—2005 年, 李淳飞课题组先后提出了在上述两种器件的环中插入 EDFA 光放大器, 以补偿损耗, 降低开关功率到毫瓦量级^[5,6]. 因为这不是纳米尺寸光开关, 本文暂不介绍.

2004 年, Heebner 等人用 GaAs/AlGaAs 量子阱结构制备的微环共振器耦合纳米 M-Z 干涉仪的全光开关, 如图 11 所示^[7]. 纳米光波导是用分子束外延和反应离子刻蚀技术在 GaAs 基底上生长组分不同的 AlGaAs 层而形成的脊型波导. 环直径为 $10\mu\text{m}$, 直波导宽 500nm , 环与直波导间距只有 80nm . 波导材料具有非线性折射率 $n_2 = 10^{-17} \text{m}^2/\text{W}$, 有效截面积为 $S = 0.5\mu\text{m}^2$, 环的精细度 $F = 10$, 环长 $L = 30\mu\text{m}$, 信号光波长 $\lambda = 1.55\mu\text{m}$. 实验得到自泵浦光开关的阈值开关功率为 $P_{\text{inc}} \approx 64\text{W}$.

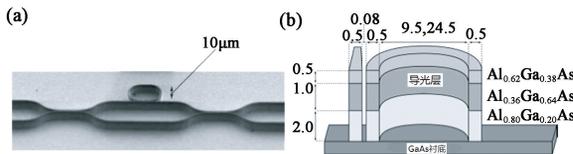


图 11 量子阱纳米波导环共振器耦合 M-Z 干涉仪光开关器件 (a) 器件外形; (b) 量子阱波导结构 (长度的单位为 μm)

2.1.2 双耦合器波导环共振器光开关

2004 年, Lipson 课题组发表了纳米波导双耦合器环共振器光开关的研究结果^[8], 其外形如图 12(a) 所示. 波导截面尺寸为 450nm , 环直径为 $10\mu\text{m}$, 是用电子束曝光和离子束刻蚀法在硅上二氧化硅材料 (SOD) 上制作的.

以波长 $1.55\mu\text{m}$ 的连续光作为信号光经锥形耦

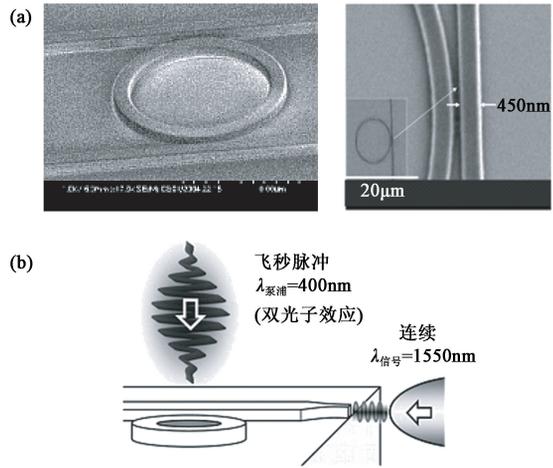


图 12 纳米波导双耦合器环共振器全光开关 (a) 器件外形照片; (b) 测试方法

合器入射波导, 同时用波长 400nm 的飞秒倍频激光作泵浦光, 沿表面垂直方向照射器件, 产生双光子效应, 如图 12(b) 所示. 其折射率变化与泵浦光平均功率的平方成正比, 比用宽脉冲或连续光引起光克尔效应所产生的折射率变化要大得多, 可以使器件的平均开关功率降低到 10mW , 开关时间为 70ps .

2.1.3 光子晶体 M-Z 干涉仪全光开关

2004 年, Nakamura 等人用分子束外延 (MBE) 技术, 在 GaAs 衬底上生长厚 $2\mu\text{m}$ 的 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 包覆层作为下包层和厚 250nm 的 GaAs 波导芯层, 再用电子束刻蚀和 HF 酸腐蚀, 做成直径 250nm 、空隙孔直径 220nm 、三角型晶格常数 360nm 的空气柱式二维光子晶体, 并利用空气隙形成线状缺陷波导, 构成一个光子晶体的 M-Z 干涉仪, 如图 13 所示^[9]. 在 M-Z 干涉仪中, 除了有信号脉冲 (SP) 从一臂输入和从两臂输出外, 为了克服载流子寿命对开关时间的限制, 减小开关器件的开关时间, 采用开启脉冲和关闭脉冲来控制脉冲的输出. 为了加大对两臂的非线性相移差, 降低开关功率, 在两臂中嵌以密度为 $3.2 \times 10^{10} \text{cm}^{-2}$ 的 InAs 量子点. 器件总长 $600\mu\text{m}$, 其中量子点非线性相移器长 $500\mu\text{m}$. 采用波长 $1.3\mu\text{m}$ 、脉宽 15ps 的重复脉冲信号光, 在 100fJ 控制脉冲能量下, 实现了 π 相位差和开关运转, 开关时间为 2ps .

2.2 量子阱光双稳触发器

光触发器是建立在光双稳态器件基础上的, 由于光双稳态器件有无源有腔 (F-P 腔)、无源无腔 (分布反馈)、有源有腔 (双稳激光器) 和有源无腔 (分布反馈放大器) 几种, 因此光触发器也有相应的几种.

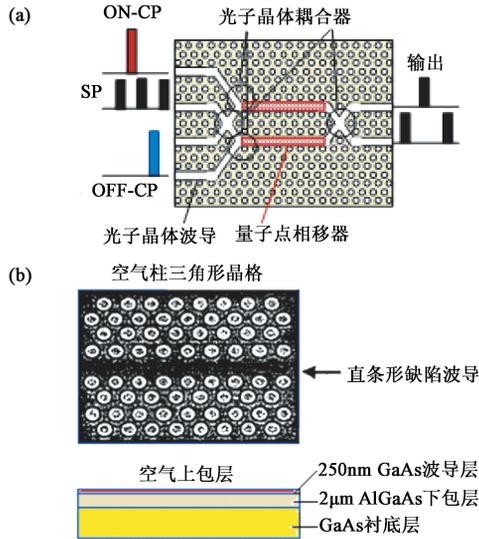


图 13 含量子点的光子晶体 M-Z 干涉仪全光开关器件 (a) 器件外形; (b) 器件内部结构

2.2.1 量子阱 F-P 型光双稳触发器

1982 年, Gibbs 等人提出了一种在室温下运转的半导体量子阱光学双稳器件^[10], 如图 14(a)所示. 该器件基于非线性 F-P 干涉仪原理, 以 GaAs/GaAlAs 量子阱为非线性折射材料, 利用光克尔效应实现光开关. 输入、输出功率和双稳性的波形如图 14(b)所示. 器件的开关功率密度为 $1\text{mW}/\mu\text{m}^2$, 开关时间为 20ns. 此光双稳器件可用作光触发器.

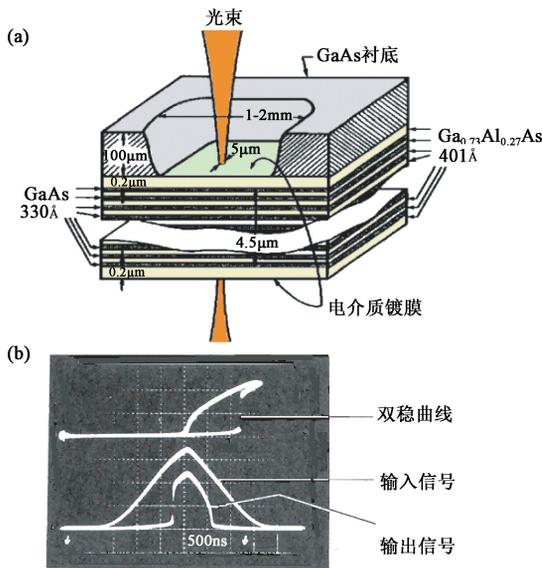


图 14 GaAs/GaAlAs 多量子阱 F-P 型光学双稳器件 (a) 器件结构; (b) 信号波形

2.2.2 光栅波导型光触发器

2000 年, Agrawal 等提出一种分布反馈布拉格光栅波导型的光触发器^[11], 如图 15 所示. 在 InP 衬底上制备厚度为 500nm 的 InGaAsP 波导层, 并在其上制备厚度为 100nm 的 InP 层, 再蚀刻具有光栅周期 233nm

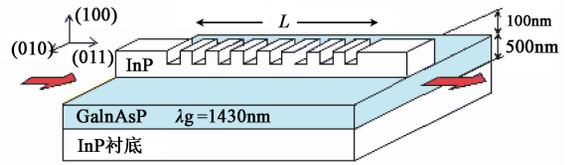


图 15 InGaAsP 波导光栅型光触发器结构

和深度 50nm 的布拉格光栅, 光栅波长为 1430nm.

以波长为 $1.56\mu\text{m}$ 的信号光入射器件, 信号光波长 λ_s 与光栅波长 λ_B 相近, 形成窄带宽的反射峰. 当一束具有功率为 P_{on} 的控制光 (开启脉冲) 入射器件时, 产生光克尔效应, 引起波导的折射率增加, 光栅波长随光功率增加, $\Delta\lambda_B = 2\Delta n_{NL} \Lambda_B = 4\Lambda_B n_2 \frac{P_{on}}{S}$ (Λ_B 是光栅常数, n_2 是非线性折射率, S 是有效波导截面积), 光栅反射谱向右移动, 当移过半宽度, 信号光处于反射峰谷值, 透射率发生从最小到最大的变化, 器件开启. 当另一束具有功率为 P_{off} 的控制光 (关闭脉冲) 入射器件时, 波导折射率变小, 光栅波长减小, $\Delta\lambda_B = -4\Lambda_B n_2 \frac{P_{off}}{S}$, 使透射峰左移半宽度, 信号光处于反射峰的峰值, 透射率发生从最大到最小的变化, 器件关闭. 其工作原理如图 16 所示.

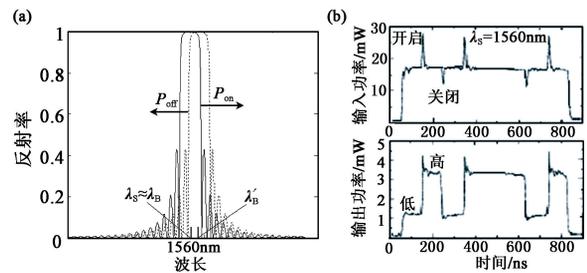


图 16 InGaAsP 波导光触发器的光谱特性和输入、输出特性 (a) 控制光导致反射光谱的移动; (b) 输入和输出功率波形的变化

材料的非线性折射系数 $n_2 = 4.5 \times 10^{-12} \text{cm}^2/\text{W}$. 对于 $L=3\text{mm}$ 的光栅, 开启脉冲功率为 27mW, 关闭脉冲功率为 10mW, 两脉冲宽度为 8ns, 器件开关时间短到皮秒或更短.

2.2.3 双激光器吸收型光触发器

2000 年, Robert 等人将 2 个结构不同的激光器集成在同一个芯片上 (如图 17(a)所示^[12]): 一个是端面发射的平面双稳激光器 (LD), 具有一个增益区和一个不加偏压的饱和吸收区, 构成一个双稳态器件; 另一个是垂直腔面发射激光器 (VCSEL), 如图 17(b)所示. 两激光器共用同一个有源区, 二者互相耦合和竞争. 平面激光器的低偏压使其处于关态 (弱输出). 将一个开启脉冲水平射入, 使其饱和吸收区饱和, 减少腔损耗, 导致激光处于开态. 如果再向

VCSEL 垂直注入一个关闭脉冲,使公共的有源区饱和,低增益使腔内光强衰减,结果增加了腔内损耗,器件又回到原来的关态.交替施加开启脉冲和关闭脉冲,可使触发器周期地开与关.

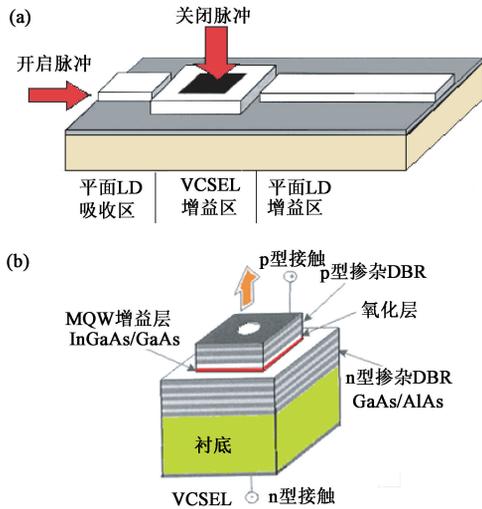


图 17 双稳平板激光器与垂直腔面发射激光器共同集成的光触发器 (a) 器件整体结构; (b) VCSEL 结构 (DBR 表示分布反馈反射器)

2.2.4 分布反馈 SOA 光触发器

用分布反馈型半导体光放大器 (SOA) 可以做双稳光触发器,如图 18 所示.其物理机制源于外加激光脉冲控制载流子变化.当增益达到饱和时,引起光栅反射带的移动和输出光强的变化.一般将开启脉冲波长设在 SOA 增益带宽内,使 SOA 增益饱和,减少载流子密度,增加有效折射率 \bar{n} ,并使光栅波长 $\lambda_B = 2\bar{n}\Lambda_B$ (Λ_B 是光栅常数) 向长波方向移动.与此相反,将关闭脉冲波长设在 SOA 增益带宽外,该脉冲光被 SOA 吸收,使载流子密度增加,有效折射率 \bar{n} 减少,导致布拉格波长向短波方向移动,从而产生光学双稳性. SOA 光双稳器件需要一个维持功率,但因它本身能提供光放大,所以维持光功率较低.两控制脉冲的偏振与 SOA 的增益无关,与维持光也无关.可以将控制脉冲沿维持光束的相反方向输入.用 SOA 来制作光触发器,具有尺寸小、功耗低、可集成等优点,而且可采用电控或光控技术.

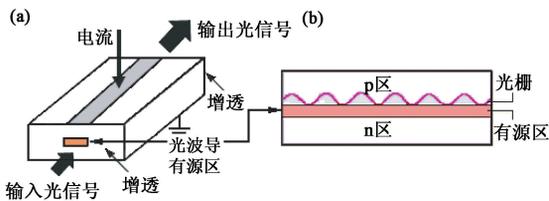


图 18 分布反馈型半导体光放大器型光触发器 (a) SOA 外形图; (b) 侧向结构图

2000 年, Maywar 等人的实验^[13] 采用 2 个 InGaAsP 激光器作为开启和关闭脉冲光源,脉宽皆为 15ns,波长分别为 1567nm 和 1306nm,峰值功率为 22 μ W 和 2.5mW.图 19(a)显示开启脉冲和关闭脉冲的时间序列;图 19(b)为光触发器的输出功率.维持光波长被设在光栅波长 1547nm 处,被开启脉冲驱动向长波方向移动,反射谱的极大值变为极小值,透射率从最小到极大,实现了开关的开启.该器件的开关时间与载流子寿命相当,约为 1ns.

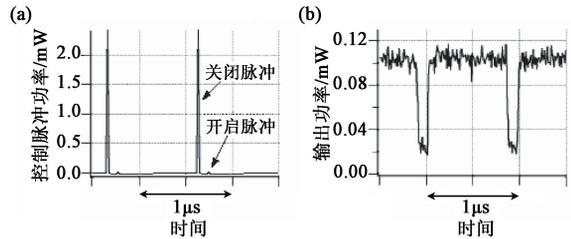


图 19 用激光控制脉冲和 SOA 构成的光触发器的工作特性 (a) 开启脉冲和关闭脉冲的时间序列; (b) 光触发器的输出功率波形

2.3 SOA 波长转换器

在波分复用网络中,波长路由器的使用可能会导致波长域不透明.采用波长转换器可以使被阻塞信道的光波长转换为新的光波长,并且保持信道中的光学数据分布 (比特图) 不变.1995 年, Agrawal 就指出^[14],利用半导体光放大器 (SOA) 的非线性光学特性,可以做波长转换器.图 20 是用 InP 和 InGaAsP 材料做成的 SOA 的内部结构图.该器件也可用量子阱材料做成.

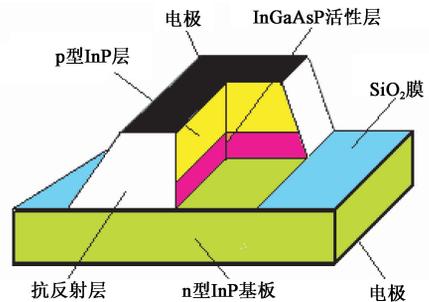


图 20 InP/InGaAsP SOA 器件结构原理图

2.3.1 基于 SOA 交叉增益饱和效应的波长转换器

在一定的注入电流下,当 SOA 的输入光强超过饱和光强时,由于放大器的载流子被输入光耗尽,导致放大器的增益下降,这就是 SOA 的交叉增益饱和 (XGM) 效应.

将一束波长为 λ_2 的弱连续光输入 SOA,对它进行放大;同时输入一束波长为 λ_1 的、载有调制信号的强光.当强光的信号比特数为 0 时,弱光被 SOA 放大,输出的比特数为 1;当强光的信号的比

特数为 1 时, SOA 被饱和, 弱光不能被放大, 输出的比特数为 0. 因此, SOA 的 XGM 效应可使波长为 λ_1 的强光所载的信号转移到波长为 λ_2 的弱光上去, 比特图保持不变, 但是相位相反, 如 21 所示. 在器件输出端用一个透射峰为 λ_2 的窄带滤波器阻隔强光, 透过被调制的弱光.

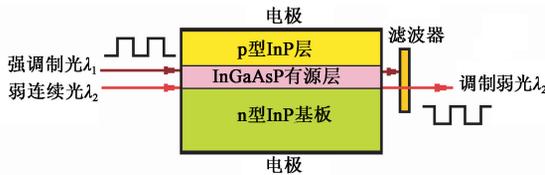


图 21 基于 SOA 交叉增益饱和和效应的波长转换器

这种器件的优点是: 传输速率高, 可达到 40Gb/s; 几乎是与偏振无关的. 缺点是: 开关对比度较低, 光信号会因自发辐射而衰减或因频率啁啾而产生相位畸变.

2.3.2 基于 SOA 四波混频效应的波长转换器

将 SOA 作为一种四波混频 (FWM) 非线性介质, 用一频率为 ν_p 的、连续的强泵浦光与频率为 ν_1 、载有信号的弱连续光一起入射 SOA, 因为泵浦光频率选为 $\nu_p = (\nu_1 + \nu_2)/2$, 即可将 2 个泵浦光子的能量 $2h\nu_p$ 转换成 1 个信号光子的能量 $h\nu_1$ 和 1 个闲置光子的能量 $h\nu_2$. 因此在输出端将出现一个频率为 ν_2 、载有复制入射信号的闲置光, 如图 22 所示. 闲置光的信号谱与信号光的信号谱是反向的, 但信号的比特率和格式不变.

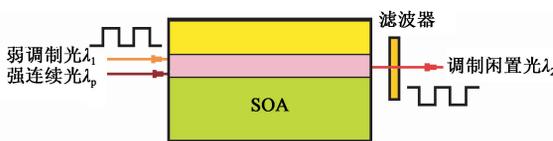


图 22 基于 SOA 的四波混频效应的波长转换器

因为 FWM 起源于带内弛豫的快过程, 所以响应时间很短, 约为 0.1ps. 相应于波长变化量约 80nm, 频移量约为 10THz. 因此该器件可以在 100Gb/s 的高速率下运转. 而且由于 SOA 可提供增益, 因此转换效率很高. 这种技术还有一个优点: 由于获得的信号谱是反的, 所以导致的频率啁啾也是相反的. 若采用 2 个级联的 SOA 结构, 可以进一步提高器件的性能.

2.3.3 基于 SOA 交叉相位调制效应的波长转换器

在 M-Z 干涉仪的两臂各插入一个 SOA, 利用被调制的泵浦光引起的交叉相位调制 (XPM) 效应, 实现对弱信号光的同步调制, 如图 23 所示. 波长 λ_2 的信号光功率被第一个 3dB 耦合器等分为二, 分别

沿两臂传输. 当波长为 λ_1 的泵浦光的比特数为 0 时, 由于 M-Z 干涉仪是对称的, 信号光从交叉臂 (上臂) 输出, 此时直通臂 (下臂) 输出的比特数为 0. 但当泵浦光的比特数为 1 时, 由于耦合器对它是非对称的, 大部分泵浦功率从上臂通过, 致使该臂的 SOA 产生增益饱和, 载流子密度减少, 折射率增加, 使该臂的信号光产生附加的 π 相移, 两臂信号光在第二耦合器处干涉后, 改从直通臂 (下臂) 输出, 比特数为 1. 因此, 从直通臂 (下臂) 输出的波长为 λ_2 的被调制的光信号是波长为 λ_1 的泵浦光调制信号的复制品. 为了阻挡泵浦光的输出, 在直通臂出口处放置一个光学滤波器. 这种波长转换器的优点是: 数据图没有反转, 具有高开关对比度.

用 InP/InGaAsP 芯片技术可以做出紧凑的单片集成器件. 若 M-Z 干涉仪的两耦合器采用特殊设计的多模干涉耦合器, 并将两臂的 SOA 分成两段, 开关速度可达到 80Gb/s.

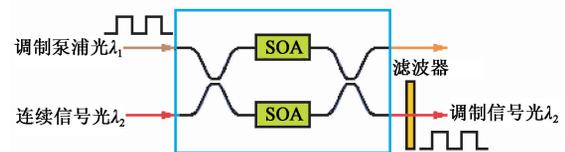


图 23 含 2 个 SOA 的 M-Z 干涉仪的交叉相位调制波长转换器

2.4 光子晶体全光开关

在泵浦光的作用下, 可能引起光子晶体带隙的移动, 使探测光波长从带隙外 (透光) 移动到带隙内 (不透光); 或者引起缺陷态的移动, 使探测光波长从缺陷态内 (透光) 移动到缺陷态外 (不透光). 以上 2 个过程都会使器件发生相同的光开关过程, 如图 24 所示.

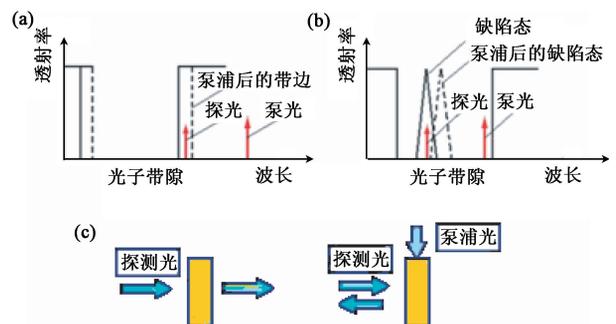


图 24 (a) 泵浦光引起光子晶体带隙位移; (b) 泵浦光引起缺陷态位移; (c) 光开关过程

2.4.1 光子晶体带隙位移全光开关

2009 年, 龚旗煌研究组 Hu 等人用非线性增强有机聚合物制备的二维光子晶体, 基于带隙移动的原理, 实现了低开关功率和高开关速度的全光开关^[15]. 他们将银纳米粒子掺入聚苯乙烯, 银粒子表面形成的

等离子激元效应,可增强聚苯乙烯的光学非线性.用旋涂法形成薄膜;再用聚焦离子束刻蚀法做成二维光子晶体,在光子晶体两边做成光波导层,用以放置耦合棱镜,如图 25(a)所示.因为聚苯乙烯透射峰波长为 800nm,因此选用波长 800nm、脉宽 120fs、重复频率为 76MHz 的钛宝石激光器作探测光源.而银溶胶吸收峰波长为 420nm,因此选用经 BBO 晶体倍频的、波长为 400nm 的激光作为泵浦光.光开关的实验装置如图 25(b)所示.获得阈值开关强度为 $9\text{mW}/\mu\text{m}^2$,开关时间为 5ps,开关效率为 50%.

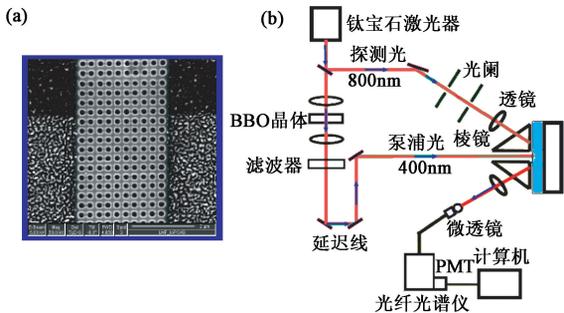


图 25 掺银聚苯乙烯光子晶体带隙位移光开关实验 (a) 光子晶体样品; (b) 实验装置

2.4.2 光子晶体缺陷位移全光开关

2008 年, Hu 等人将香豆素染料(C-153)掺入聚苯乙烯,具有共振增强的光学非线性,如图 26(a)所示.光子晶体样品如图 26(b)所示,其中做有一条直线型的缺陷.用与图 25(b)相同的实验装置,可以实现缺陷位移全光开关^[16],获得阈值开关强度为 $0.1\text{MW}/\text{cm}^2$,开关时间为 1.2ps,开关效率为 80%.

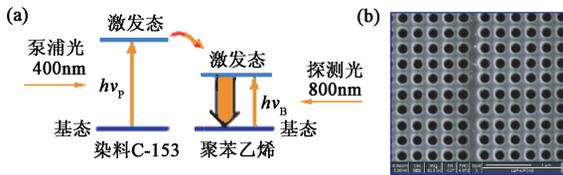


图 26 掺香豆素染料的聚苯乙烯光子晶体缺陷位移全光开关 (a) 非线性增强原理; (b) 光子晶体样品

2.5 表面等离子体激元全光开关

2.5.1 金属-电介质界面材料相变 SPP 开关

(1) 金属镓相变型 SPP 全光开关

2004 年, Krasavin 等人实验研究了基于金属镓相变的全光开关^[17].下面是一种改进的方案.以石英为电介质,两金属光栅之间的金属介质用镓,该金属的熔点较低,在强光照射下会发生从固态($\alpha\text{-Ga}$)到液态($m\text{-Ga}$)的相变.激光从第一光栅入射,未加控制光时信号光通过固态镓,激发 SPP 波,由第二光栅输出,使器件处于开态;加控制光后, SPP 信号

光不能通过液态镓,器件处于关态.如图 27 所示.

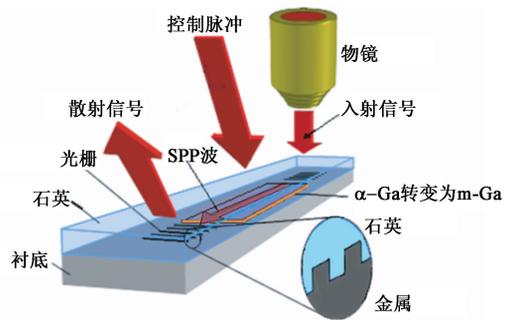


图 27 金属镓相变型 SPP 全光开关器件

(2) 光致变色电介质相变型 SPP 全光开关

2008 年, Ragip 等人提出基于光致变色分子相变的表面等离子体激元全光开关^[18].他们在玻璃上镀膜并做 2 个光栅,电介质层是将 Spiropyran 分子掺入 PMMA 氯苯溶液做成固态的光致变色分子材料.将波长为 632nm 的信号光通过光栅激发 SPP 波,在紫外控制光作用下,光致变色分子发生相变,吸收峰移动,使输出的 SPP 波实现从透明态转变为吸收态的光开关,如图 28 所示.对面积为 $1.5\mu\text{m} \times 8\mu\text{m}$ 的开关器件,开关功率密度仅为 $6.0\text{mW}/\text{cm}^2$,故该器件的阈值开关功率仅为 0.72 nW.

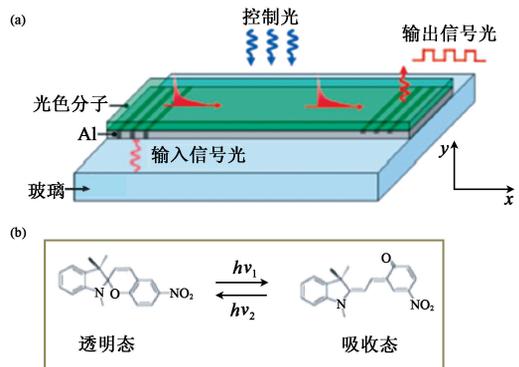


图 28 光致色散型 SPP 全光开关器件 (a) 器件结构; (b) 光致变色分子的相变

2.5.2 金属-电介质-金属平面波导 SPP 开关

2009 年, C. Min 等人用频域有限差分法(FDFD)设计了一种金属-电介质-金属(MDM)纳米波导全光开关^[19].MDM 波导的宽度 w_0 为 $50\mu\text{m}$,远小于波长,可引导 SPP 波的 TM 模在波导中传输.在波导中镶入量子点的微腔,在控制光的照射下,激发量子点带内跃迁,产生对信号光的强吸收,使 SPP 波通道阻塞,实现开关,如图 29 所示.MDM 纳米波导全光开关的入射激光波长为 $1.55\mu\text{m}$,控制光为红外激光,微腔中充以掺 CdSe 量子点的二氧化硅.适当选择腔长 L ,控制光的“有”和“无”决定着腔的“吸

收”(关)和“透明”(开). 器件的开关功率为 100nW, 开关时间被载流子复合寿命限制, 约为 40ns .

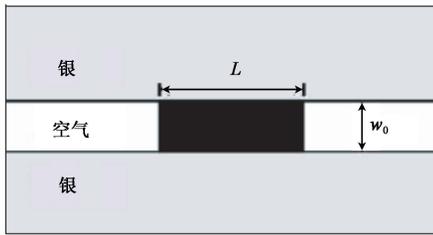


图 29 光吸收型 MDM 波导 SPP 全光开关器件

2.5.3 透射型非线性金属光栅 SPP 开关

2004 年, Porto 等人理论分析了一维金属光栅中填充光克尔非线性介质, 利用 FP 效应和 SPP 波透射增强效应, 发现透射光出现光学双稳态现象. 2007 年, 明海研究组 C. Min 等用二维 FDTD 方法, 设计了一种在纳米金属光栅上镀以光学非线性材料的双稳全光开关结构, 如图 30(a)所示^[20]. 纳米光栅材料为 Ag, Ag 膜厚度为 50nm, 光栅的周期为 500nm, 狭缝的宽度为 100nm. 光克尔非线性材料选 Au 掺 SiO₂, 厚度是 430nm, 具有三阶极化率 $\chi^{(3)} = 1.7 \times 10^{-7}$ esu. 衬底材料是熔融石英. 信号光波长为 633nm, 是 TM 偏振的连续波. 泵浦光波长为 532nm, 脉宽为 200fs. 信号光和泵浦光一起从左边垂直入射光栅, 信号光从右边输出. 泵浦光强达到 12MW/cm² 时, 双稳光开关被开启.

图 30(b)给出信号光的电场强度平方 $|E|^2$ 的分布情况. 其上图是关态的光强分布, 在光栅右边和狭缝中没有光场, 下图是开态的光强分布, 在光栅表面和狭缝中都有光场存在.

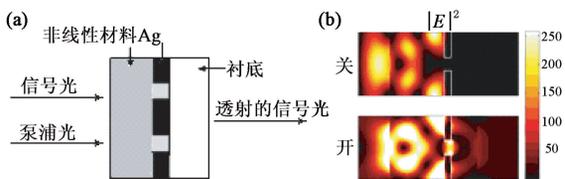


图 30 非线性光栅 SPP 全光开关 (a) 光开关结构; (b) 光场分布图(上图为关态, 下图为开态)

现在半导体 CMOS 电子器件的尺寸已经可以做到十纳米量级, 但光子器件受限于光的衍射, 只能达到百纳米量级, 若要实现电子器件和光子器件的共集成, 两者存在着器件尺寸的不匹配, 利用表面等离子体激元技术(surface plasmonic technology), 制备各种 SPP 光子器件, 可以克服这个困难, 实现真正的电子-光子共集成, 从而充分发挥电子和光子各自的优势.

3 结论

本文介绍了全光开关的重要意义和基本原理, 分析了研究实用全光开关的困难和解决途径. 指出全光开关的主要研究方向是纳米全光开关, 只有在纳米光子技术和飞秒激光技术的支持下才能做出低开关功率、高开关速度和低吸收损耗的实用化全光开关器件. 本文列举了近十年来纳米全光开关的研究成果, 包括纳米非线性干涉仪型空间开关、量子限制双稳触发器型时间开关、SOA 波长转换器型波长开关、光子晶体带隙与缺陷态位移型强度开关以及表面等离子体激元 SPP 型强度开关等.

纳米全光开关是目前全光开关的前沿研究方向, 虽然在理论研究、数值计算和实验研究等方面有一定进展, 但是与实用化器件的距离还相当远, 除了在器件原理结构方面以及与实际光路的连接方面还需深入研究之外, 在光放大技术, 器件的级联技术以及材料的优选、优化等方面还需做大量工作, 才能使纳米全光开关器件获得实际应用.

参考文献

- [1] 李淳飞. 非线性光学. 北京: 电子工业出版社(第二版), 2009
- [2] Li Chunfei, Dou Na. Chin. Phys. Lett., 2009, 26(5): 054203
- [3] 李淳飞. 全光开关原理. 北京: 科学出版社, 2010
- [4] Heebner J E, Boyd R W. Opt. Lett., 1999, 24: 847
- [5] Alireza B, Li Chunfei. Photo. Tech. Lett., 2004, 16(9): 2102
- [6] Li Chunfei, Dou Na, Yupapin P P. J. Opt. A: Pure and Applied Optics, 2006, 8: 728
- [7] Heebner J E, Lepeshkin N, Schweinsberg A et al. Opt. Lett., 2004, 29(7): 769
- [8] Lipson M. Nanotechnology, 2004, 15: 622
- [9] Nakamura H, Sugimoto Y, Kanamoto K et al. Opt. Exp., 2004, 12(26): 6606
- [10] Gibbs H M, Tarnag S S, Jewell J L et al. Appl. Phys. Lett., 1982, 41: 221
- [11] Nakatsuhara K, Mizumoto T, Munakata R et al. IEEE Photon. Tech. Lett., 1998, 10: 78
- [12] Robert F, Fortusini D, Tang C L. IEEE Photon. Tech. Lett., 2000, 12: 465
- [13] Maywar D N, Agrawal G P, Nakano Y. Opt. Exp., 2000, 6: 75
- [14] Agrawal G P. In semiconductor lasers: past, present and future. New York: Woodbury, 1995
- [15] Hu X, Jiang P, Xin C et al. Appl. Phys. Lett., 2009, 94: 031103
- [16] Hu X, Jiang P, Ding C et al. Nature Photonics, 2008, 2: 185
- [17] Krasavin A V, Zheludev N I. Appl. Phys. Lett., 2004, 84: 1416
- [18] Pala R A, Shimizu K T, Melosh N A et al. Nano Lett., 2008, 8(5): 1506
- [19] Min Changjun, Veronis Georgios. Opt. Exp., 2009, 17(13): 10758
- [20] Min Changjun, Wang Pei, Chen Chunchong et al. Opt. Lett., 2008, 33(8): 869