

对称推挽型有机聚合物电光波导调制器*

周 毅 邱 伟 金国良 陈益新 陈英礼

(上海交通大学应用物理系, 光学与光子学研究所, 上海 200030)

孙诗瑛

(上海交通大学电子工程系, 上海 200052)

摘 要 提出了在极化有机聚合物电光波导调制器中使用局域极化结构。利用该结构, 能够在电光调制器中实现完全对称的推挽操作。由于将集成光学电光调制器中常用的平面电极改为使用上下结构的微带电极, 并且将槽线结构用于接地电极, 使器件性能发生变化。文中对反映光波与微波相互作用强度的重叠积分进行了详细计算, 并对器件性能的改变进行了比较。结果表明由于局域极化结构的使用, 将大大提高器件的调制性能。

关键词 局域极化, 重叠积分, 调制器。

1 引 言

LiNbO_3 和 GaAs 是制作电光波导调制器的首选材料。图 1 所示为通常采用的行波型马赫-陈德尔(Mach-Zehnder)调制器结构, 使用的电极为共平面波导电极。一般条波导被分别置于中央条电极下和接地电极下, 以获得推挽效应(push-pull operation)。若在电极上施加一定电压的调制信号, 通常在条电极下的光波导所感受到的电场强度与两边接地电极下的光波导所感受到的电场强度是不相同的。当光波通过调制器的两条用作干涉臂的光波导时将获得非常不同的位相延迟, 此现象为非对称的推挽操作^[1]。由于非对称推挽效应的存在, 不仅降低器件的调制效率, 同时也使器件的调制线性度受到影响。

由于旋涂成膜的有机聚合物薄膜是中心对称的, 用它制作的光波导不具有电光效应。但若通过外加电场使聚合物内的偶极子沿电场方向取向均一, 可获得二阶非线性光学效应和线性电光效应, 并且光轴的取向与极化时的极化电场方向一致^[2]。通常极化是在整个聚合物薄膜中完成, 均匀极化后的薄膜中处处单晶取向相同, 电光系数相同。而为了获得局域极化结构, 就必须进行局域极化, 使得薄膜极化发生在设计区域, 且仅在这些区域中薄膜具有电光效应。

图 2 所示为进行局域极化的电极结构示意图, 其中极化电极为共面条电极(Coplanar Strips Electrode, 简称为 CSE)。将材料加热到玻璃化转变温度以上, 并在共面条电极上施加

* 国家自然科学基金资助项目, 项目批准号 69608005。

收稿日期: 1996-08-14; 收到修改稿日期: 1997-04-07

电压 + V 和 - V 以极化有机聚合物薄膜。由于纵向电场集中分布在两条电极下方的区域中, 极化主要在条电极下方的光波导区域中完成。且两条电极下的光波导区域中感受到的极化电场大小相同但方向相反, 因此当极化完成后, 将在波导中形成电光系数相等, 光轴取向相反、且与表面垂直的局部极化区。完成极化后除去极化电极, 并重新制作可同时覆盖两条波导的条电极作为调制电极(如图 3 所示)。当在调制电极上施加一定电压, 将在两条波导中造成大小相等但一增一减的折射率变化, 而通过两条波导的光波将获得大小相等、但反向的位相延迟。这样就利用局域极化结构制成了具有对称推挽操作的电光波导调制器。

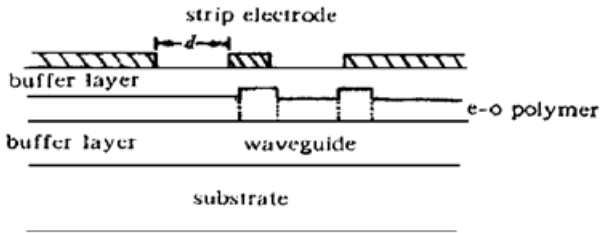


Fig. 1 Waveguide modulator with CPWE

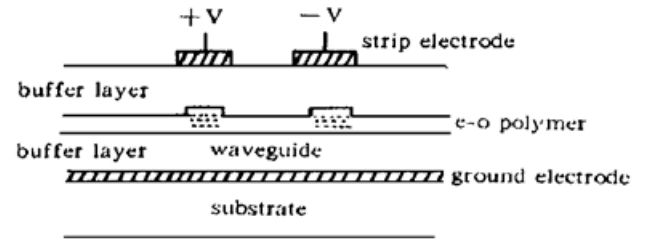
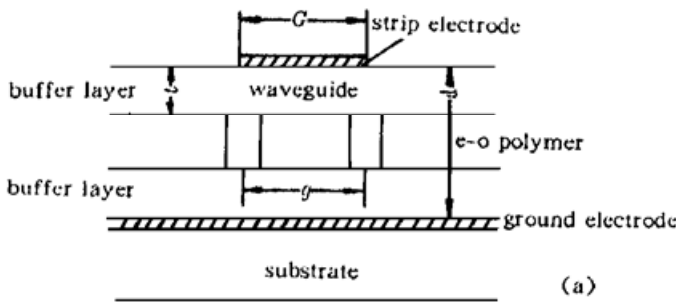
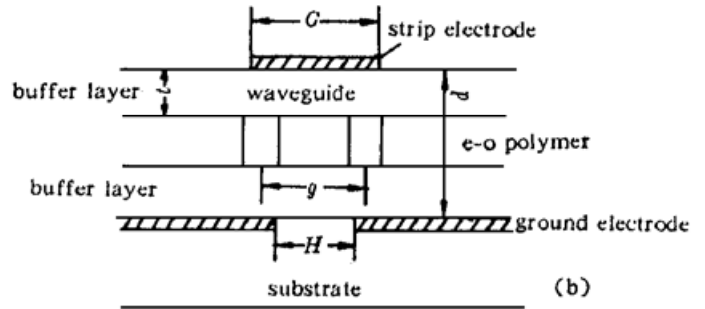


Fig. 2 Schematic of electrode structure for local poling



(a)



(b)

Fig. 3 Waveguide modulators of local poling structures with electrode of (a) microstrip line, and (b) microstrip line/slotline

本文提出了利用局域极化实现对称推挽操作的新方法。该方法利用极化有机聚合物的电光效应可操作这一特点, 通过局域极化在两条波导中获得电光系数相同, 但偶极取向相反的局部极化区。将极化后的两条波导对称地放置于条电极下, 就能实现完全对称的推挽操作。文中还对该结构中光波与微波的相互作用进行了详细的讨论, 表明此方法将十分有益于提高器件的调制性能。

2 推挽操作非对称性的理论表述

在图 1 所示的电极上施加电压为 V 的调制电信号, 因线性电光效应而产生的光学折射率的变化为

$$\Delta n = -\frac{1}{2} n_0^3 \gamma_{ij} \frac{V}{d} \quad (1)$$

式中 n_0 为光学折射率, γ_{ij} 为电光系数, d 为电极间隔。波长为 λ_0 的光波通过长度为 L 的波导所积累的位相延迟为

$$\Delta \phi = -\frac{\pi}{\lambda_0} n_0^3 \gamma_{ij} L \frac{V}{d} \Gamma_k \quad (2)$$

式中 Γ_k 为光波与微波间的重叠积分, 它表征在波导中传输的光波与调制微波之间相互作用

的程度。 $k = s$ 或 g , 而 Γ_s 、 Γ_g 分别为置于条电极下、接地电极下的光波导中光波与微波的相互作用。当光波通过调制器的两条干涉臂后, 所获得的总的位相延迟为

$$\Delta\Phi = -\frac{\pi}{\lambda_0} n_0^3 \gamma_{ij} L \frac{V}{d} (\Gamma_s + \Gamma_g) \quad (3)$$

式中定义 $\Gamma = (\Gamma_s + \Gamma_g)/2$ 来表示总的重叠积分, 该定义与文献[3] 中的定义刚好相差一倍。当 $\Gamma_s = \Gamma_g$, (3) 式简化为通常使用的具有对称推挽操作的表达式。重叠积分可由如下的表达式进行计算,

$$\Gamma = \frac{d}{V} \frac{\iint f_e(x, y) |E_0(x, y)|^2 dx dy}{\iint |E_0(x, y)|^2 dx dy} \quad (4)$$

式中 $E_0(x, y)$ 为光波的导模场; $f_e(x, y) = E_e A_e(x, y)$ 为调制波的电场, E_e 为调制电场的振幅; $A_e(x, y)$ 为调制电场的分布函数。由于在一般情况下 $\Gamma_s \neq \Gamma_g$, 即器件不具有对称推挽操作, 因此可通过计算重叠积分来描述光波导中推挽操作的非对称性, 以及光波与微波的相互作用的强弱, 并利用(3) 式比较器件的调制性能。

3 计算结果

3.1 电场分布的计算

对于图 3 所示的结构, 为了获得重叠积分, 首先计算调制电极下的电场分布。由于用于制作光波导的材料和用作于缓冲层的材料均为有机聚合物, 并且它们的介电常数非常接近, 因此可以近似地认为它们具有相同的介电常数。聚合物的介电常数选取为 $\epsilon_p = 2.6$ 。本文采用点匹配方法计算调制信号的电场分布^[4]。

图 3(a) 结构的电场分布如图 4(a) 所示; 图 3(b) 结构的电场分布如图 4(b) 所示。对图 3 (b) 所示的结构, 由于接地电极是用槽线制成, 因此必须考虑衬底材料的影响。在制作有机聚合物电光波导调制器时, 通常使用玻璃和 Si 片作为衬底。玻璃的介电常数为 $\epsilon_s = 4.0$, Si 片的介电常数为 $\epsilon_s = 11.7$ 。由于使用 Si 衬底时的电场分布变化不大, 故相应的结果未在这里给出。

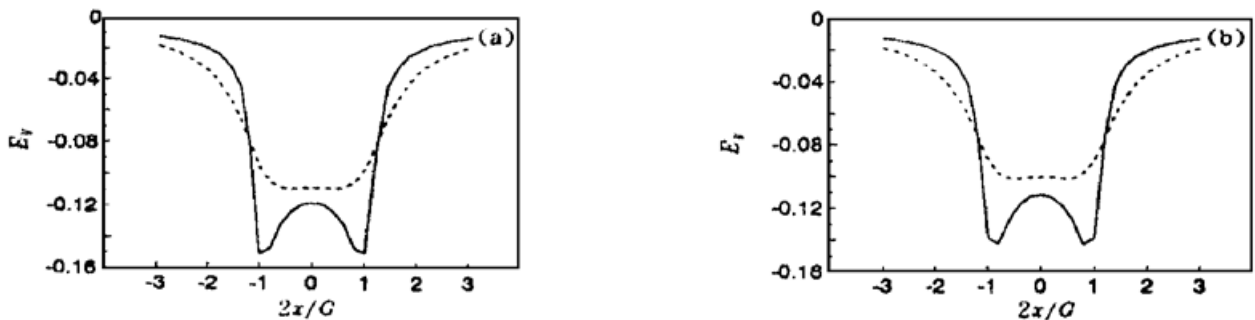


Fig. 4 Electric field distribution underneath the strip electrode of $t = 1 \mu\text{m}$ (solid line) and $t = 3 \mu\text{m}$ (dash line) for (a) $H = 0$ and (b) $H = 8 \mu\text{m}$, $\epsilon_s = 4.0$

3.2 重叠积分

根据电场分布的计算结果, 在图 3 结构中, 只要将两条波导在条电极下对称放置, 两条波导将感受到大小相等且方向相同的电场强度, 即 $\Gamma_s = \Gamma_g$, 因此可用 $\Gamma = (\Gamma_s + \Gamma_g)/2 = \Gamma_s$ 直

接描述在波导中传输的光波与调制微波间的相互作用强度。

为了计算,文中选取的有关参量如下:光波导的折射率 $n_0 = 1.6$,波导与缓冲层间的折射率差 $\Delta n = 0.05$,条波导的宽带 $W = 4 \mu\text{m}$,厚度 $D_d = 1.5 \mu\text{m}$;入射光波长 $\lambda_0 = 1.3 \mu\text{m}$ 。图 5 所示 Γ_s 随波导相对位置的变化曲线,聚合物的介电常数选取为 $\epsilon_p = 2.6$ 。 Γ_s 随器件总的厚度 d 的变化如图 6 所示。对于 $H \neq 0$,即图 3(b)所示的结构,使用玻璃或 Si 衬底和具有不同介电常数的有机聚合物时, Γ_s 的变化情况也于图 6 中给出。



Fig. 5 Overlap integral vs g/G of $d = 10 \mu\text{m}$ and (a) $H = 0$ and (b) $H = 8 \mu\text{m}$ and $\epsilon_s = 4.0$. Thickness of buffer layer $t = 0.5 \mu\text{m}$ (solid), $t = 1.0 \mu\text{m}$ (dash), $t = 1.5 \mu\text{m}$ (dot), and $t = 2.0 \mu\text{m}$ (long dash)

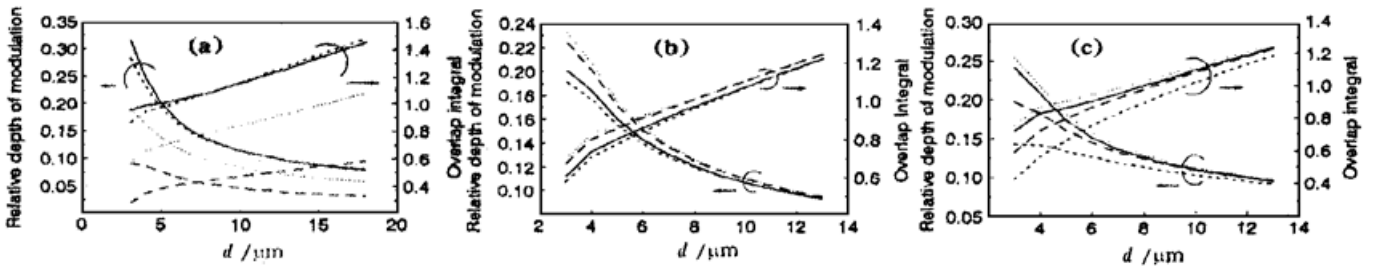


Fig. 6 Overlap integral vs d of (a) $H = 0$, $t = 1.0$, $\epsilon_p = 2.6$, and $g/G = 0.4$ (solid), 0.8 (dash), 1.2 (dot), and 1.6 (long dash), and (b) $t = 1.0 \mu\text{m}$, $\epsilon_p = 2.6$. $H/G = 0.8$ (solid), 1.4 (dash) on glass substrate ($\epsilon_s = 4.0$), and $H/G = 0.8$ (dot), 1.4 (long dash) on Si substrate ($\epsilon_s = 11.7$), (c) $t = 1.0$, $H/G = 1.0$, $\epsilon_p = 2.6$ (solid), $\epsilon_p = 3.5$ (dash) on glass substrate ($\epsilon_s = 4.0$) and $\epsilon_p = 2.6$ (dot), $\epsilon_p = 3.5$ (long dash) on Si substrate ($\epsilon_s = 11.7$)

4 讨 论

从电场分布的计算结果可以看到,对于图 3 所示的结构,条电极下电极边缘附近的电场强度大于电极中央的场强,因此将两条波导对称地放置于条电极下,两条波导均能感受到最大的调制电场的作用,并且感受到的电场大小和方向均相同。由于已经进行了局域极化,极化后的两条波导的电光系数相同、但光轴取向相反。因此调制电场将导致两条波导中分布获得 $+N$ 和 $-N$ 的折射率变化。同时,由于在两条波导中光波与微波间的重叠积分相等,故可以形成完全对称的推挽操作。

计算结果还表明,器件的几何尺寸对调制器的性能影响很大。根据图 5 可知,当 $g/G < 1$ 时,即只要两条波导中心间距不大于条电极的宽度,均能获得光波与微波间的良好相互作用,并在 $g/G = 0.8$ 附近这种作用达到极大值。在图 3(b)所示的结构中将槽线电极用作接地电

极,使光波与微波间的相互作用稍有减弱,但随 g/G 的变化规律没有改变。此外,较薄的缓冲层有助于增强光波与微波的相互作用。

由图 6 可以看到,在 g/G 一定的情况下,重叠积分随电极间隔的增大而增加,但这并不能说明 d 越厚越好。因为由(3)式可知,在其它物理参数不变的情况下,光在波导中所获得的位相变化主要由 (V/d) 决定,称之为相对调制深度,并在图 6 中同时给出了相对调制深度随 d 的变化曲线。由此可以得出结论,当 d 大于 $10 \mu\text{m}$ 时,增加电极间隔并不能明显地影响调制深度,而当 d 超过 $20 \mu\text{m}$ 后,调制深度几乎不受电极间隔的影响。

在图 6(b)中,作者比较了使用不同衬底材料时重叠积分的变化情况。首先,不论使用什么衬底材料, H 越大,即较大槽线开口,将导致调制深度的降低。而对于相同的 H ,即槽线开口不变时,介电常数较大的衬底将有助于提高调制效率。当 $d < 8 \mu\text{m}$ 时,这种改变十分明显,而当 d 较大时,槽线的使用对调节器件性能作用不大。

在图 6(c)中,比较了在不同衬底材料上使用具有不同介电常数的有机聚合物电光波导时的变化情况。从图中可以看到,对于相同的衬底材料,易于使用介电常数较小的有机聚合物。而当所使用的有机材料的介电系数较大时,可使用介电常数较大的衬底来增强光波与微波间的相互作用,达到调节器件的调制性能。

应当指出,在 LiNbO_3 衬底上制作电光波导调制器时,由于必须使用平面电极,这使得光波与微波间的相互作用大大降低。放置于中央条电极下的光波导中,光波与微波间的重叠积分一般在 $0.4 \sim 0.6$ 范围内;而置于接地电极下的光波导中的重叠积分在 $0.3 \sim 0.4$ 的范围内,因此器件不具有对称推挽操作。根据 $\Gamma = (\Gamma_s + \Gamma_g)/2$,重叠积分的平均值将小于 0.5 。因此可以说,本文提出的器件结构将会大大提高器件的调制性能^[5]。

结 论 综上计算结果和讨论分析,可以看到使用局域极化结构能够获得完全对称的推挽操作,从而大大提高器件的调制性能。此外,将槽线结构用作接地电极后,可以通过调节槽线的开口宽度和使用不同的衬底材料来调节器件的性能。这些结果对于光学非线性有机聚合物电光波导器件的优化设计将十分有用。

参 考 文 献

- [1] 周 毅,陈益新, 倒相电极结构波导电光器件中微带电极的比较和优化. 中国激光, 1994, **21**(4): 311 ~ 315
- [2] Y. Zhou, Y. Chen, S. Sun, Traveling-wave electrooptical modulators on polymeric film with reversal poling structure. *Chinese J. Lasers*, 1994, **B3**(1): 57~ 62
- [3] C. M. Kim, R. V. Ramaswamy, Overlap integral factors in integrated optic modulators and switches. *J. Lightwave Technol.*, 1989, **7**(7): 1063~ 1070
- [4] D. Marcuse, Electrostatic field of coplanar lines computed with the point matched method. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1989, **QE-25**(5): 939~ 947
- [5] 周 毅,金国良,陈益新等, 有机聚合物电光波导调制器中光波与微波相互作用的增强. 量子电子学报, 1997, **14**(4): 329~ 334

Polymeric Electrooptic Modulator with Full Symmetric Push-Pull Operation*

Zhou Yi Qiu Wei Jin Guoliang Chen Yixin Chen Yingli

*(Institute of Optics & Photonics, Department of Applied Physics,
Shanghai Jiaotong University, Shanghai 200030)*

Sun Shiyang

(Department of Electronic Engineering, Shanghai Jiaotong University, Shanghai 200052)

(Received 14 August 1996; revised 6 April 1997)

Abstract Local poling structure was proposed for the application in polymeric electrooptic modulator. With this structure, full symmetric push-pull operation can be realized in modulator. We suggest the use of microstrip line electrode instead of coplanar electrode and the use of soltline to ground electrode in microstrip line. The overlap integral between lightwave and microwave were calculated. Performances of devices with two kinds of electrodes were compared. Results show that the performance of the modulator with local poling structure will be enhanced considerably.

Key words local poling, overlap integral, modulator.

* Supported by National Natural Science Foundation of China