

基于电光聚合物的表面等离子激元调制器^{*}

陈建军 李 智[†] 张家森 龚旗煌

(北京大学物理系, 人工微结构和介观物理国家重点实验室, 北京 100871)

(2007 年 12 月 19 日收到, 2008 年 2 月 19 日收到修改稿)

基于电光聚合物, 提出了一种结构简单, 尺寸小, 效率高的表面等离子激元(SPP)调制器. 该调制器采用 M-Z 干涉仪结构的金属波导, 金属周围是均匀极化后的电光聚合物, 通过在金属波导两臂间加电压对聚合物折射率进行调制, 折射率调制再通过 M-Z 干涉仪结构转化为对金属波导中 SPP 强度的调制. 通过求解金属波导附近的电场分布, 并结合 SPP 场分布的特点, 在理论上说明了这种结构可以通过外加电压有效地调制金属波导输出端 SPP 的强度, 调制所需的半波电压约为 2.8 V.

关键词: 表面等离子激元, 电光调制, 电光聚合物

PACC: 7320M, 7820J, 4280K, 4270J

1. 引 言

1998 年 Ebbesen 发现金属小孔阵列在特定波长下存在超常透射增强现象^[1], 由此引发了表面等离子激元(SPP)光学的研究热潮. SPP 可以看作是金属和介质交界面上光场与金属表面自由电子相互作用所形成的一种电磁场模式^[2], 该模式的场强在金属和介质的交界面上最大, 离开界面指数衰减. SPP 可以将电磁场能量束缚在很小的空间范围内, 突破衍射极限, 另外还具有巨大的局域场增强效应, 因而在纳米光子学和高灵敏生物化学传感等领域显示出巨大的应用潜力^[1-10].

由于 SPP 的局域性, 它在集成光学中也具有非常重要的应用前景, 各种基本的 SPP 器件如 SPP 波导、SPP 调制器、SPP 传感器等不断被提出来, 其中高性能的 SPP 调制器是集成 SPP 器件中的重要组成部分^[5-10]. 目前已报道的 SPP 调制器有它们各自的优点, 但也存在一些不足, 文献[5-7]利用 Kretschmann 结构, 基于电光材料或液晶的电光效应通过外加电压改变材料的折射率, 从而改变 SPP 的耦合波长, 造成不同波长反射光强的变化; Wang 利用两个 Kretschmann 结构^[8], 通过控制它们之间的距离来改变 SPP 的共振波长, 从而导致不同波长输出

强度的变化; Massenot 等人报道了反射式金属光栅 SPP 调制器^[9], 他们在金属光栅上涂上一层聚合物和液晶的混合材料, 通过外加电压来改变材料的折射率, 从而调制 SPP 的耦合波长, 使反射光强发生变化. 以上这些调制器原理简单, 但结构比较复杂(四层以上), 体积较大, 难于集成, 调制电压也比较高(≥ 30 V). 而基于热光效应的 M-Z 干涉仪结构的 SPP 调制器^[10], 通过热光效应改变金属波导周围介质的折射率, 从而造成 M-Z 干涉仪两臂 SPP 的传播波矢不相等, 在输出端相干叠加时存在相位差, 实现对 SPP 输出强度的调制. 这种 SPP 调制器结构简单, 尺寸小, 易于集成, 但由于采用热光效应, 响应速度比较慢(\sim ms). 综合以上两类思路, 本文提出了基于高电光系数、高调制频率的电光聚合物^[11]的 M-Z 干涉仪结构 SPP 调制器, 该调制器采用 M-Z 干涉仪结构的金属波导, 金属周围是均匀极化后的电光聚合物, SPP 沿金属波导传播, 通过在 M-Z 干涉仪两臂的金属波导间加电压对聚合物折射率进行电光调制, 进而通过 M-Z 干涉仪结构转化为对 SPP 输出强度的调制. 理论计算表明, 该结构在很小的工作电压下(半波电压 ~ 2.8 V)就可以对 SPP 的输出强度进行有效的调制. 该 SPP 调制器同时结合了电光聚合物的快响应、加工简便和 M-Z 干涉仪结构简单易于集成等优点, 在未来的集成 SPP 器件中具有重要

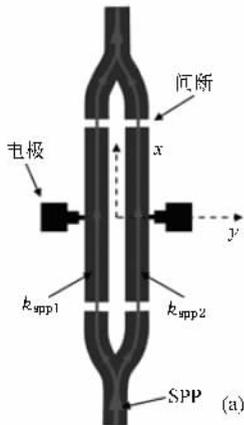
^{*} 国家自然科学基金(批准号: 30434020, 10521002)和国家重点基础研究发展计划(973)项目(批准号: 2007CB307001)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: lazyli@pku.edu.cn

的应用前景.

2. 调制原理

我们提出的 SPP 调制器采用 M-Z 干涉仪结构的金属 (Au) 波导, 其结构如图 1(a) 所示. SPP 沿金属波导传播, 经过一个 Y 分支后分成两路分别沿左右两臂传播, 再经过另一个 Y 分支合束, 左右两臂 SPP 相干叠加后沿金属波导继续传播. 金属波导周围是均匀极化后的电光聚合物, 在金属波导两臂的两端分别刻两个小的间断, 这样可以直接在两臂的



金属波导上加外电压对聚合物进行电光调制, 间断的尺度很小, 对 SPP 传播带来的损耗可以忽略^[10]. 上述结构的具体参数采用前人实验中的常用参数^[12]. 金属波导 (Au) 厚度为 $t = 24.4 \text{ nm}$, 宽度 $w = 8 \text{ }\mu\text{m}$, 中间两臂的长度 $L = 8 \text{ mm}$, 相距 $2d = 8 \text{ }\mu\text{m}$, 该间距下两臂 SPP 不发生直接耦合, 弯曲部分的长度为 0.6 mm , 曲率半径 $r > 20 \text{ mm}$, 弯曲损耗很小^[13], 小间断的尺度为 $10 \text{ }\mu\text{m}$, 几乎不会带来损耗^[10]. 金属波导的总长度为 $L_0 = 12 \text{ mm}$, 激发光的真空波长为 $\lambda = 1.550 \text{ }\mu\text{m}$, 上下两层电光高聚物的厚度为 $h = 15 \text{ }\mu\text{m}$.

金属波导中 SPP 模式的传播波矢 k_{spp} 与金属波

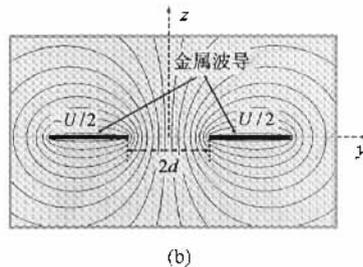


图 1 电光聚合物 SPP 调制器示意图 (a) 金属波导 M-Z 干涉仪结构及 SPP 的传播 (b) SPP 调制结构的截面图及等势线分布示意图 (黑线为金属波导)

导的结构参数及金属和周围介质的介电常数有关^[14]. 周围介质的折射率越大, SPP 的波矢 k_{spp} 就越大. 当在 M-Z 干涉仪结构两臂的金属波导上加电压 U 时, 金属波导周围充满静电场 (如图 1(b) 所示), 并且左右金属波导周围的电场方向相反, 从而使两金属波导周围的电光聚合物材料的折射率改变相反, 由此导致 SPP 在金属波导两臂上的传播波矢 k_{spp1} 和 k_{spp2} 大小不同, 这样两臂的 SPP 在另一端的 Y 分支合束发生相干叠加时就存在一个相位差

$$\Delta\varphi = (k_{\text{spp1}} - k_{\text{spp2}})L. \quad (1)$$

如果忽略两臂 SPP 传输损耗的微小差异, 则归一化的输出光强可以表示为

$$I = \cos^2(\Delta\varphi/2) = \cos^2[(k_{\text{spp1}} - k_{\text{spp2}})L/2], \quad (2)$$

因此只要改变加在金属波导上的电压, 就可以通过上述 M-Z 干涉仪结构转化为对 SPP 输出强度的调制. 从 (2) 式可以看出, SPP 的输出强度跟两金属波导上传播波矢之差 ($k_{\text{spp1}} - k_{\text{spp2}}$) 和金属波导的长度 L 有关, 在通常的小电压作用下电光聚合物的折射

率改变很小, 由此导致的 SPP 传播波矢之差 ($k_{\text{spp1}} - k_{\text{spp2}}$) 也就很小, 因此金属波导的长度 L 越长, SPP 输出强度的调制就越明显. 由于上述结构中金属厚度非常薄 (24.4 nm), 而且金属上下介质的折射率相同, 因此金属波导中存在长程 SPP 模式, 其电磁场主要分布在电光聚合物中, 在金属中的欧姆损耗很小, 在我们的工作波长 $1.55 \text{ }\mu\text{m}$ 处, 其传输距离可以达到 10 mm 以上^[12]. 这种超长的传播距离使得电光聚合物很小的折射率改变就可以在两臂的 SPP 相干叠加时造成很大的相位差 $\Delta\varphi$, 进而对 SPP 的输出强度形成有效地调制. 下面通过具体的理论计算对上述机理做一个更具体的说明, 同时求出该 SPP 调制器的半波电压.

首先计算金属波导两臂上加电压所引起的电场分布. 如图 1 所示建立直角坐标系, x 轴沿金属波导方向, y 轴在金属波导所在平面内并垂直波导, z 轴垂直金属波导所在平面. 考虑到金属波导的厚度 24.4 nm 远远小于波导宽度、波导间距和电光聚合物

的厚度(均在微米量级),下面在求解电光聚合物中静电场的分布时,我们忽略金属波导的厚度;又因为金属波导的长度 $L = 8 \text{ mm}$ 远远大于波导宽度、波导间距和电光聚合物的厚度,我们可以将静电场的求解近似为一个二维问题,如图 1(b)所示,设金属两臂上的电势分别为 $-U/2$ 和 $U/2$,利用有限元方法,由 Femlab 软件可以求得电势在 $y-z$ 平面内的分布,图 1(b)中给出了相应的等势线。

要对电光效应进行计算,需要知道静电场沿 y

轴、 z 轴分量 E_y 和 E_z 的数值,而 Femlab 软件的电磁模块只能给出电势的分布情况,为此可以将 Femlab 软件所给出的静电势在 y 轴上的分布 $\Phi(y, z=0)$ 做为边条件,在此基础上直接求解静电场方程从而得到 E_y, E_z 。图 2 中的实线是 Femlab 软件给出的金属波导 M-Z 干涉仪结构的静电势沿 y 轴的分布曲线 $\Phi(y, z=0)$,利用(3)式中的解析函数可以对曲线做很好地拟合(如图 2 中虚线所示),因此我们将该解析函数做为进一步求解静电场的边条件。

$$\Phi(y, z=0) = -\Phi(-y, z=0) = \begin{cases} U \arcsin(y/d) \pi, & 0 < y < d, \\ U/2, & d < y < d+w, \\ (U/2)[1 + 0.1\alpha(y - (d+w))], & d+w < y < \infty. \end{cases} \quad (3)$$

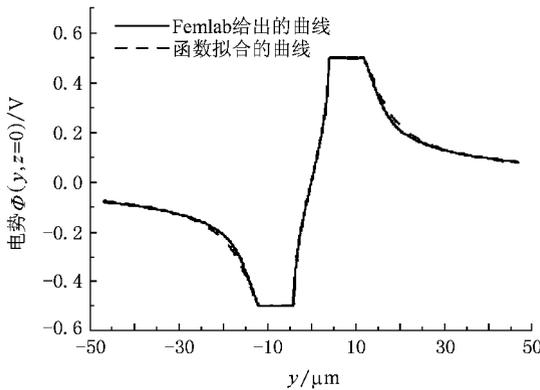


图 2 Femlab 软件给出的金属波导 M-Z 干涉仪结构的静电势沿 y 轴的分布 $\Phi(y, z=0)$ (实线)和用(3)式拟合的结果(虚线)

由基本电磁学知识可以得到,静电场 y 方向分量可以写为

$$E_y(y, z) = - \sum_{m=1}^{\infty} U \frac{m\pi}{l} b_m \cos\left(\frac{m\pi y}{l}\right) \times \exp\left(-\frac{m\pi}{l} |z|\right), \quad (4)$$

静电场沿 z 方向分量为

$$E_z(y, z) = \sum_{m=1}^{\infty} U \frac{m\pi}{l} b_m \sin\left(\frac{m\pi y}{l}\right) \times \exp\left(-\frac{m\pi}{l} |z|\right), \quad (5)$$

其中 $l \rightarrow \infty$ 。根据边条件(3)式, b_m 的值可以由下式给出:

$$b_m = \frac{2}{l\pi} \int_0^l \arcsin(y/d) \sin(m\pi y/l) dy + \frac{1}{l} \int_{d+w}^l \frac{\sin(m\pi y/l)}{1 + 0.1\alpha(y - d - w)} dy$$

$$+ \frac{1}{m\pi} [\cos(m\pi d/l) - \cos(m\pi(d+w)/l)]. \quad (6)$$

从(4)(5)式可以看出 E_y 关于 y, z 是个偶函数, E_z 关于 y 是个奇函数,而关于 z 是个偶函数,也就是说静电场分量 E_y 和 E_z 在金属波导上下两层电光聚合物中总是上下对称分布的,而静电场分量 E_z 相对两个金属波导是左右反对称分布, E_y 相对两波导是左右对称分布。

图 3 是计算所得的(4)式中静电场分量 E_y 在 $y-z$ 平面内分布的模拟图,图中虚线表示金属波导所在位置。从图中可以看出左右对称分布的静电场 E_y 在金属波导内边缘附近强度最大,峰值为 $-5.0 \times 10^5 \text{ U(V/m)}$, y 轴方向离开金属波导 $0.45 \mu\text{m}$ 下降到 $1/e$, z 轴方向离开金属 $0.18 \mu\text{m}$ 下降到 $1/e$ 。此外, E_y 在金属波导外边缘附近有个次极大值,峰值为 $7.4 \times 10^3 \text{ U(V/m)}$ 。而对于金属波导表面附近,由于金属为等势体,表面电场垂直金属,故金属附近的静电场 y 分量很小, E_y 一般不大于 10^3 U(V/m) 。

图 4 是计算所得的(5)式中静电场分量 E_z 在 $y-z$ 平面内分布的模拟图,图中虚线代表金属波导所在位置。从图 4 中可以看出,静电场 E_z 在两个金属波导附近是左右反对称分布的。金属波导内边缘附近电场最大,峰值为 $\pm 5.0 \times 10^5 \text{ U(V/m)}$,但下降很快,离开峰值位置 $0.4 \mu\text{m}$ (沿 y 轴), $0.2 \mu\text{m}$ (沿 z 轴)就下降到 $1/e$ 。此外, E_z 在金属波导外边缘附近有个次极大,为 $\pm 1.36 \times 10^5 \text{ U(V/m)}$ 。金属表面附近其他区域 E_z 比较均匀,在 $5 \times 10^4 \text{ U(V/m)}$ 左右。

选择线性电光聚合物 AJ309^[11]作为金属波导周

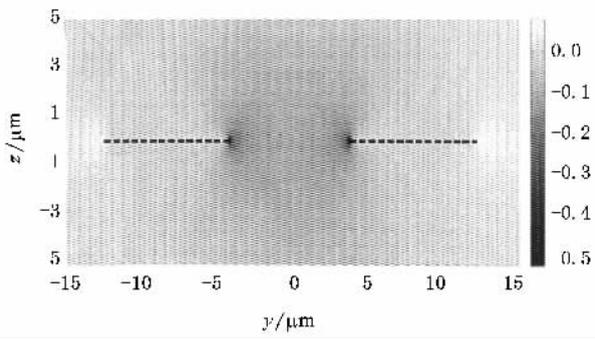


图 3 沿 y 方向静电场分量 E_y 在 y - z 平面内分布的模拟图(图中虚线表示金属波导)

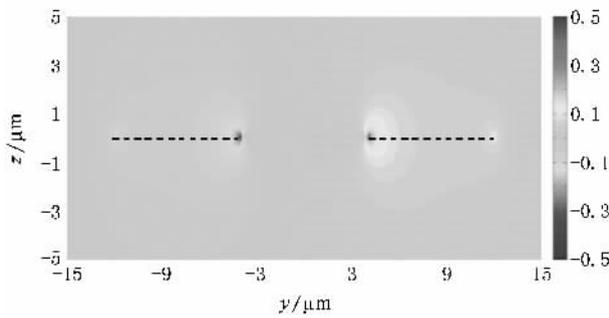


图 4 沿 z 方向静电场分量 E_z 在 y - z 平面内分布的模拟图(图中虚线代表金属波导)

围的电光材料,对金属波导上下两层聚合物加垂直反向极化电场极化后,其电光系数在波长 1550 nm 为 $r_{33} = 142 \text{ pm/V}$ 聚合物折射率取为 $n = 1.64$,电光调制响应频率可达 110 GHz. 外加电场作用下该电光聚合物折射率的改变量跟材料自身的电光系数和外加电场强度成正比. 从图 3 和图 4 的结果来看,外加电压作用下电光聚合物中的静电场分布很复杂,由此引起的聚合物折射率改变分布也很复杂,严格求解相应的 SPP 本征模比较困难. 考虑到 SPP 场主要局域在金属波导附近,而此范围内的电场分布比较均匀,因此可以通过适当的近似对本征模的求解做一些合理的简化. 为了更具体的对此作出说明,下面我们先给出 SPP 场的分布情况.

由文献 [12, 14] 知,金属波导 SPP 模式在金属之外的电光聚合物中某一截面的光场可以写成

$$E_{\text{spp}}(y, z) = A \exp(-|z|/d_z - (|y| - w/2 - d)^2/d_y^2), \quad (7)$$

即 SPP 场强 E_{spp} 在金属波导中心附近最大,沿 z 轴指数衰减,沿 y 轴成高斯分布. 当金属波导周围介质的折射率为 1.46 时, SPP 模沿 y 轴、 z 轴方向光斑

尺度分别为 $2d_y = 8.8 \mu\text{m}$ 和 $2d_z = 5.5 \mu\text{m}$ [12]. M-Z 干涉仪结构两金属波导上 SPP 模式归一化强度在介质中某一截面上的分布情况如图 5 所示(金属波导在图中虚线所在位置).

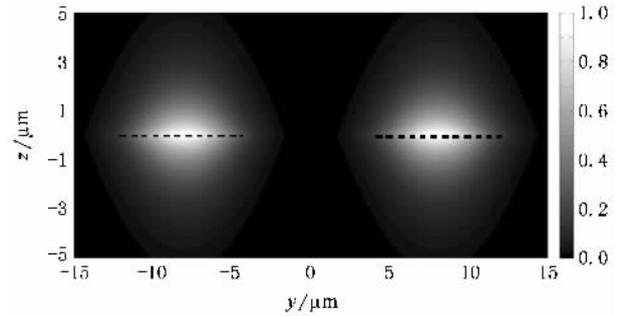


图 5 M-Z 干涉仪结构两金属波导上 SPP 模式归一化强度在某截面上的分布(图中虚线代表金属波导)

从图 5 中可以看出, SPP 模式的光斑尺度很小,其强度主要分布在金属波导附近很小的空间范围内 ($\sim \mu\text{m}$). 而金属波导周围介质的折射率越大, SPP 模式尺寸就越小 [15]. 我们的 SPP 调制器采用的电光聚合物折射率 $n = 1.64$, 比文献 [12] 中介质的折射率大, 故该调制器中, SPP 沿 y 轴、 z 轴方向的光斑尺度 $2d_y < 8.8 \mu\text{m}$ $2d_z < 5.5 \mu\text{m}$. 由于只有 SPP 光斑尺度内的介质折射率变化才能对 SPP 的传播产生明显影响, 因此我们重点考察图 3、图 4 中 SPP 光斑尺度内的外电场. 可以看到, 除了金属波导内外边缘由于尖端效应所导致的小范围局域强场之外, E_z 在此范围内基本在 $5.0 \times 10^4 \text{ U (V/m)}$ 到 $6.0 \times 10^4 \text{ U (V/m)}$ 间变化, 而 E_y 在此范围内的大小不超过 10^3 U (V/m) , E_y 远远小于 E_z . 再加上 E_y 相对两金属波导是左右对称分布的, 线性电光效应下 E_y 导致的聚合物折射率改变相对金属波导也是左右对称分布, 不会给两臂 SPP 的传播带来相位差, 因此在接下来对相位差的计算中, 我们忽略 E_y , 只考虑 E_z 对 SPP 传播的影响, 并且将 SPP 光斑尺度内强度变化不大的 E_z 近似看作是均匀静电场. 而对于金属波导内外边缘的尖端效应局域电场, 由于其强度不超过金属附近均匀静电场 E_z 的 10 倍, 所占空间面积则只有整个 SPP 模式空间面积的 4×10^{-3} , 加上此处 SPP 场弱于金属波导中心附近的 SPP 场 ($\sim 1/e$), 因此该小区域内折射率的改变对整个 SPP 传播模式的影响比较小, 我们也可以用之前的均匀静电场来近似替代, 这样我们就认为在整个 SPP 模式的光斑尺

度范围内, 外电场近似为均匀电场, 该范围内电光聚合物折射率的变化均匀分布。

下面具体计算聚合物电光效应调制 SPP 输出强度所需要的半波电压。当在两臂的金属波导上加电压 U 时, 电光聚合物的折射率会发生变化, 使 SPP 的传播波矢由 $k_{\text{spp}} = k_0 n_{\text{eff}}$ 变为 $k'_{\text{spp}} = k_0 (n_{\text{eff}} + \Delta n_{\text{eff}})$, 其中 $k_0 = 2\pi/\lambda$ 为激发光的真空波矢, n_{eff} 为 SPP 的有效折射率, Δn_{eff} 为 SPP 有效折射率的改变量。由 (1) 式知, 在传播臂长 $L = 8 \text{ mm}$ 情况下, SPP 沿两臂金属波导传播产生 $\Delta\varphi = \pi$ 的相位差所需要的 SPP 有效折射率改变量为 $\Delta n_{\text{eff}} = 4.8 \times 10^{-5}$ 。这种小的有效折射率改变意味着对应的电光聚合物折射率改变也在同一量级, 则由此折射率改变引起的 SPP 场分布的变化可以忽略^[15]。考虑到此金属波导 SPP 场主要分布在周围介质中, SPP 的有效折射率 n_{eff} 与周围介质折射率 n 基本相等^[14], 故对应的电光聚合物折射率改变量 $\Delta n \approx \Delta n_{\text{eff}} = 4.8 \times 10^{-5}$ 。由前面的分析知道, 金属波导附近的静电场 E_z 基本在 $5.0 \times 10^4 \text{ U (V/m)}$ 到 $6.0 \times 10^4 \text{ U (V/m)}$ 范围内变化, 我们近似令 $E_z \approx 5.5 \times 10^4 \text{ U (V/m)}$, 根据线性电光效应 $\Delta n = -n^3 r_{33} E_z / 2$, 可以算出该 SPP 调制器对应的半波电压为 $V_\pi = 2.8 \text{ V}$ 。

从上面的计算可以看出, 当外加电压为 $U = 2.8 \text{ V}$ 时, 电光聚合物的折射率改变量只有 $\Delta n \approx$

4.8×10^{-5} , 并且折射率的改变相对于金属波导上下两层对称分布, 故每个金属波导中的长程 SPP 本征模式不会发生明显变化, 场强基本还是按照 (7) 式分布, 聚合物折射率的改变不会给 SPP 带来明显的传输损耗^[12, 15]。由于长程 SPP 的传输距离很长, 因此聚合物很小的折射率改变也能使两臂的 SPP 相干叠加时存在 π 的相位差, 从而对 SPP 的输出光强产生明显地调制, 实现小电压下的 SPP 强度调制。

3. 结 论

基于高电光系数、高调制频率的电光聚合物, 提出了一种结构简单的 M-Z 干涉仪结构的金属波导 SPP 调制器, 在该调制器中, 电压直接加在 M-Z 干涉仪两臂的金属波导上, 不需要其他额外电极。通过计算和模拟外加电场在两金属波导附近的分布, 分析出金属波导附近电光聚合物折射率的改变情况, 并结合 SPP 场分布的特点, 从理论上说明了该调制器在很小的工作电压下就可以实现对 SPP 强度的有效调制 (半波电压 $V_\pi = 2.8 \text{ V}$)。该电光聚合物的响应速度很快 ($\sim 9 \text{ ps}$), 故该 SPP 调制器可以达到很高的调制频率。由于该 SPP 电光调制器同时具有结构简单、加工简便、尺寸小、易于集成和调制频率高、半波电压小等特点, 因此在未来的集成 SPP 器件中具有重要的应用前景。

- [1] Ebbesen T W , Lezec H J , Gaemi H F , Thio T , Wolff P A 1998 *Nature* **391** 667
- [2] Raether H 1988 *Surface Plasmon* (Berlin : Springer) p110—111
- [3] Li Z , Zhang J S , Yan H F , Gong Q H 2007 *Chin. Phys. Lett.* **24** 3233
- [4] Zheng J J , Sun G 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 5210 (in Chinese) [郑俊娟、孙刚 2005 物理学报 **54** 5210]
- [5] Wang Y 1995 *Appl. Phys. Lett.* **67** 2759
- [6] Jiang Y , Cao Z Q , Chen G , Dou X M , Chen Y L 2001 *Opt. Laser Techn.* **33** 417
- [7] Wang Y 2005 *J. Appl. Phys.* **97** 023708
- [8] Wang Y 2003 *Appl. Phys. Lett.* **82** 4385
- [9] Massenet S , Chevallier R , de la Toconaye J L D , Parriaux O 2007

Opt. Commun. **275** 318

- [10] Nikolajsen T , Leosson K , Bozhevolnyi S I 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 5833
- [11] Enami Y , Mathine D , DeRose C T , Norwood R A , Luo J , Jen A K Y , Peyghambarian N 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 093505
- [12] Charbonneau R , Scales C , Breukelaar I , Lahoud N , Mattiussi G , Berini P 2006 *J. Lightwave Technol.* **24** 477
- [13] Charbonneau R , Lahoud N , Mattiussi G , Berini P 2005 *Opt. Express* **13** 977
- [14] Boltasseva A , Nikolajsen T , Leosson K , Kjaer K , Larsen M S , Bozhevolnyi S I 2005 *J. Lightwave Technol.* **23** 413
- [15] Breukelaar I G 2004 *Thesis B Sc* (Ottawa , Canada)

Surface plasmon polariton modulator based on electro-optic polymer^{*}

Chen Jian-Jun Li Zhi[†] Zhang Jia-Sen Gong Qi-Huang

(*Department of Physics and State Key Laboratory for Mesoscopic Physics, Peking University, Beijing 100871, China*)

(Received 19 December 2007; revised manuscript received 19 February 2008)

Abstract

A simple, high efficiency and mini-sized surface plasmon polariton (SPP) modulator based on electro-optic polymer is proposed. The modulator is constructed by metallic stripes of Mach-Zender (M-Z) interferometric structure and with electro-optic polymer surrounding the stripes. The reflectivity index of the electro-optic polymer is modulated when the modulating voltage is applied to the two arms of the M-Z interferometer. Through the M-Z interferometer, the modulation of the reflectivity index can be transferred into the modulation of the SPP intensity. By calculating the electric field near the metallic stripes and taking the distribution of SPP field into account, the working principle of the SPP modulator is demonstrated in detail and the half-wave modulating voltage is evaluated as 2.8 V.

Keywords : surface plasmon polaritons, electro-optic modulation, electro-optic polymer

PACC : 7320M, 7820J, 4280K, 4270J

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10434020, 10521002) and the State Key Development Program for Basic Research of China (Grant No. 2007CB307001).

[†] Corresponding author. E-mail: lazyli@pku.edu.cn