

# 基于石墨烯表面等离激元的双支节结构光电调制器

李志全<sup>1</sup>, 冯丹丹<sup>1</sup>, 李欣<sup>2</sup>, 白兰迪<sup>1</sup>, 刘同磊<sup>1</sup>, 岳中<sup>1</sup>, 顾而丹<sup>1</sup>

<sup>1</sup>燕山大学电气工程学院, 河北 秦皇岛 066004;

<sup>2</sup>河北科技师范学院数学与信息科技学院, 河北 秦皇岛 066004

**摘要** 构建了一种含双支节结构的石墨烯/介质/石墨烯亚波长波导结构。该结构将支节结构的选频特性和石墨烯的电可调特性相结合,能够在可见光到中红外范围内对入射光光强的动态调制。表面等离激元将光能量局限在纳米尺度的介质狭缝中,使调制器突破衍射极限,并且增强了石墨烯与光的相互作用。利用有限元法分析了石墨烯的化学势、支节长度以及介质材料对波导结构输出光强的影响。仿真结果表明:当入射波长为 1550 nm、支节长度为 315 nm、化学势由 0.80 eV 下降到 0.78 eV 时,消光比可达到 6.77 dB。与传统调制器相比,所提光电调制器能够在保证高消光比的同时具有较高的调制效率,并且体积小、结构简单紧凑,可满足大规模集成应用的要求。

**关键词** 表面光学; 表面等离激元; 石墨烯; 光电调制器; 支节结构

中图分类号 O436

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201838.0124001

## Graphene Surface Plasmon Polaritons Based Photoelectric Modulator with Double Branched Structure

Li Zhiquan<sup>1</sup>, Feng Dandan<sup>1</sup>, Li Xin<sup>2</sup>, Bai Landi<sup>1</sup>, Liu Tonglei<sup>1</sup>, Yue Zhong<sup>1</sup>, Gu Erdan<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Institute of Electrical Engineering, Yanshan University, Qinhuangdao, Hebei 066004, China;

<sup>2</sup>Institute of Mathematics and Information Technology, Hebei Normal University of Science & Technology, Qinhuangdao, Hebei 066004, China

**Abstract** A graphene/dielectric/graphene sub-wavelength waveguide structure with double branched structure is constructed. The frequency-selection characteristic of branch structure is combined with the electrical tunable characteristic of graphene, and the dynamic modulation of the intensity of incident light from visible light to mid-infrared can be achieved. Surface plasmon polaritons keep the light energy within the nanoscale dielectric slit, which causes the modulator to break the diffraction limit and enhance the interaction between graphene and light. Effects of the chemical potential, branch length and dielectric material of graphene on the output light intensity of the waveguide structure are analyzed by finite element method. Simulation results indicate that, when the incident light wavelength is 1550 nm, the branch length is 315 nm and the chemical potential decreases from 0.80 eV to 0.78 eV, the extinction ratio reaches 6.77 dB. Compared with the conventional modulator, the proposed photoelectric modulator can guarantee the high extinction ratio and modulation efficiency, and it is small in size and the structure is compact and simple, which can meet the requirements of large scale integration applications.

**Key words** optics at surfaces; surface plasmon polaritons; graphene; photoelectric modulator; branched structure

**OCIS codes** 240.6680; 230.4110; 160.4760

## 1 引 言

近年来,随着互联网和网络数据传输业务的飞速发展,生产生活中的数据量呈指数增长,传统电学互联技术损耗高、串扰大等问题逐渐凸显出来<sup>[1-2]</sup>。

以光互联为核心的替代技术以其低廉的成本、超宽的工作频段以及与互补金属氧化物半导体(CMOS)工艺良好的兼容性受到研究人员越来越多的关注。光调制器是光信号处理系统中的重要元件,其处理速度快、宽带大、体积小的可集成光学调制器是其发

收稿日期: 2017-06-26; 收到修改稿日期: 2017-08-22

基金项目: 河北省自然科学基金(F2017203316)

作者简介: 李志全(1954—),男,博士,教授,主要从事集成光学、光纤传感及非线性光电检测方面的研究。

E-mail: lzq54@ysu.edu.cn

展的目标和方向<sup>[3-5]</sup>。因此,找到一种可以与 CMOS 技术兼容并且具有足够高的响应速率和调制效率的材料成为研究人员的重要研究内容。

石墨烯的出现给人们带来了新的希望。石墨烯是一种由碳原子按蜂窝状排列而成的二维纳米材料<sup>[6]</sup>。石墨烯中的碳原子除了以  $\sigma$  键和相邻的碳原子相连外,剩余的  $\pi$  电子之间形成离域大  $\pi$  键<sup>[7]</sup>,电子可以在该区域内自由移动,从而使得石墨烯具有优越的导电性能。更重要的是,石墨烯的电导率  $\sigma$  大,而且可调。研究表明,石墨烯的导电特性可以通过化学掺杂、电掺杂(外加电压)和光激发等方式从太赫兹到远红外范围内进行动态调节<sup>[8]</sup>。另外,石墨烯在太赫兹和近红外波段具有贵金属特性,能够支持表面等离激元(SPP)的传播。相对于传统贵金属,石墨烯 SPP 的局域性更强,可以把工作波长为几十微米的器件集成在几百个纳米的空间内<sup>[9-10]</sup>。

石墨烯的优越性使得基于石墨烯的光调制器具有显著的优势。首先,石墨烯 SPP 的强局域特性不仅能够压缩器件尺寸,而且能够加强光与石墨烯的相互作用。石墨烯还具有宽带特性,其光吸收谱覆盖了所有电通信带宽,同时也包括中、远红外波段<sup>[11]</sup>。此外,室温下石墨烯的载流子迁移率高达  $2 \times 10^5 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ ,费米能级可以迅速通过带填充效应调制将光载流子的产生和释放速度限制在皮秒级别<sup>[12]</sup>,这说明基于石墨烯的光电子器件具有 500 GHz 的高速操作潜力,且与 CMOS 技术兼容。石墨烯调制器的巨大应用潜力吸引了国内外研究人员的注意,人们提出了不同结构的石墨烯光调制器。对于单臂石墨烯光调制器<sup>[13]</sup>,通常将石墨烯置于光波导顶部,通过对石墨烯施加驱动电压调节石墨烯的化学势来实现光调制;对于双臂调制器(M-Z 干涉石墨烯光调制器),通过对双臂施加不同偏压使输出光发生干涉<sup>[14]</sup>;对于环形调制器,通过改变环腔

透射率来实现整个器件的光调制<sup>[15]</sup>。

本文提出了一种含波导支节(锯齿形结构)的石墨烯光调制器,将石墨烯与具有窄带滤波功能的波导支节相结合。用有限元法分析了支节石墨烯波导结构的输出特性。数值计算结果表明,通过改变支节的深度、宽度、数目和相对位置,可以对工作频率进行准确控制,在入射波长确定的情况下,通过改变加载在石墨烯两侧的门电压可以使输出光强发生显著变化。所提出的调制器符合光调制器宽带、高速、体积小的发展趋势,有利于高度可集成光前通信器件的发展。

## 2 结构设计

石墨烯/二氧化硅( $\text{SiO}_2$ )/石墨烯支节结构如图 1(a)、(b)所示,其中的支节是一端末端封闭、另一端与主波导垂直连接的结构,可以将该结构视为主波导的一个侧面谐振腔。主波导中的一部分入射光会进入支节结构,这部分光经过支节末端反射后与主波导中的光产生相位差,二者相互耦合,使输出光的光强产生变化。由于主波导光场和支节的相位差与支节的几何参数以及材料有关,因此可以通过改变支节参数来控制相位差,进而达到调制光强的目的。沿图 1(b)虚线处将整个调制器结构分为两部分,图 1(a)为下半部分。支节结构和主波导均由  $\text{SiO}_2$  矩形波导构成,波导结构的底面和两侧由石墨烯包裹,因此调制器的输出光强是支节和石墨烯二者共同作用的结果。如图 1(b)所示, $\text{SiO}_2$  除了作为波导介质外,还可以作为绝缘层将石墨烯与顶层的银(Ag)电极分隔开。通过在两侧的 Ag 电极上施加电压,使石墨烯以及整个支节波导的光学性质发生变化。图 1 中  $L$  代表波导总长度, $E_{\text{in}}$  和  $E_{\text{out}}$  为输入、输出场强, $l_1$ 、 $l_2$  分别为主波导输入端到第 1 个支节中心和第 2 个支节中心的长度, $d_1$  和  $d_2$  为

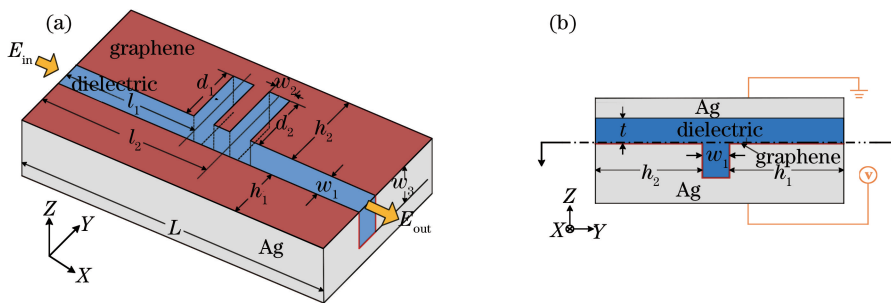


图 1 石墨烯光电调制器结构示意图。(a)石墨烯/介质/石墨烯支节结构三维结构剖面图;(b)石墨烯外加电压示意图

Fig. 1 Structural diagram of graphene photoelectric modulator. (a) Three dimensional profile of graphene/dielectric/graphene branched structure; (b) schematic of applied voltage on graphene

支节长度,  $w_1$  为 SiO<sub>2</sub> 介质层宽度,  $w_2$  为支节宽度,  $w_3$  为支节高度,  $h_2$ 、 $h_1$  分别为该调制器上、下边缘到主波导上、下边缘的距离,  $t$  为 SiO<sub>2</sub> 的厚度。

如图 2 所示, 首先在一块 Ag 基板上沉积一层厚度为 250 nm ( $t = 200$  nm,  $w_3 = 50$  nm) 的 SiO<sub>2</sub>, 然后通过离子束溅射刻蚀的方法将除了主波导和支节结构之外的其他部分向下蚀刻 50 nm ( $w_3$ ), 此时在一层厚度为  $t$  的 SiO<sub>2</sub> 绝缘层上有一个高度为

$w_3$  的矩形支节波导结构。通过化学气相沉积法制备高质量的石墨烯<sup>[16]</sup>, 由于石墨烯属于二维单原子层材料, 为了使石墨烯最大限度地附着在支节结构上, 将石墨烯加工成条带形状, 按照图 2(c) 所示的数字顺序采用分层相互覆盖的方式, 将石墨烯包裹在支节周围。通过电子束蒸发将 Ag 沉积在石墨烯表面, 形成与最初的 Ag 基板相对的另一个 Ag 电极。

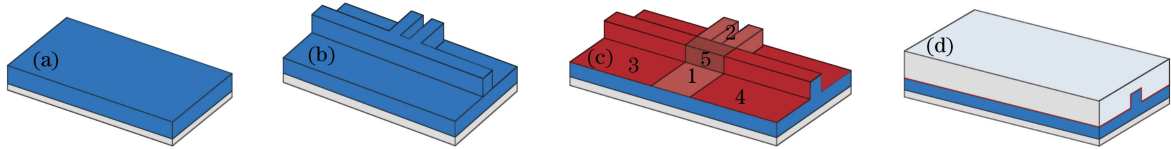


图 2 石墨烯光电调制器制备过程示意图。

(a) 二氧化硅衬底; (b) 矩形支节波导结构; (c) 石墨烯包裹支节结构; (d) 石墨烯光电调制器

Fig. 2 Schematic diagram of preparation process of graphene photoelectric modulator.

(a) Silicon dioxide substrate; (b) rectangular branched waveguide structure;

(c) graphene encapsulated branched structure; (d) graphene photoelectric modulator

下面主要针对图 1(a) 所示的二维界面展开研究, 因为该截面包含了支节结构和石墨烯的所有参数信息, 同时可以避免三维数值仿真带来的巨大计算量。

### 3 理论研究

#### 3.1 石墨烯的电导率

石墨烯的光学特性是研究石墨烯表面 SPP 的基础, 主要利用电导率以及等效介电常数进行描述。石墨烯电导率由带内部分  $\sigma_{\text{intra}}$  (由带内-声子散射作用产生) 和带间部分  $\sigma_{\text{inter}}$  (由能带间电子跃迁作用产生) 构成, 即  $\sigma = \sigma_{\text{intra}} + \sigma_{\text{inter}}$ 。在常温下 ( $T = 300$  K,  $T$  为温度),  $k_B T \approx 0.026$  eV, 其中  $k_B$  为玻尔兹曼常数, 通过掺杂或者外加电压的方法, 很容易使得石墨烯的化学势  $|\mu_c| \gg k_B T$ , 此时的带内与带间电导率分别为<sup>[17]</sup>

$$\sigma_{\text{intra}} = i \frac{e^2 \mu_c}{\pi \hbar^2 (\omega + i\tau^{-1})}, \quad (1)$$

$$\sigma_{\text{inter}} = \frac{e^2}{4\hbar} \left[ 1 + \frac{i}{\pi} \ln \frac{\hbar(\omega + i\tau^{-1}) - 2\mu_c}{\hbar(\omega + i\tau^{-1}) + 2\mu_c} \right], \quad (2)$$

式中  $\omega$  为工作频率;  $e$  为元电荷;  $\hbar = h/(2\pi)$  为约化的普朗克常数,  $h$  为普朗克常数;  $\tau$  为弛豫时间。  $\mu_c$  的大小由载流子浓度  $n_s$  决定, 即

$$\mu_c \approx \hbar v_F \sqrt{\pi n_s}, \quad (3)$$

式中  $v_F \approx 10^6$  ms<sup>-1</sup> 为费米速度;  $2\Gamma = \tau^{-1}$ , 其中  $\Gamma$  为散射率, 散射率与石墨烯中电子杂质、电子缺陷以及电子-声子散射有关。弛豫时间  $\tau$  与载流子迁移率  $\mu$  以及化学势  $\mu_c$  有着密切的关系<sup>[18]</sup>, 即

$$\tau = \frac{\mu \mu_c}{e v_F}. \quad (4)$$

研究表明, 石墨烯载流子浓度  $n_s$  可达到  $10^{14}$  cm<sup>-2</sup>, 此时的化学势  $\mu_c$  约为 1.17 eV, 因此化学势  $\mu_c$  的范围为 0.1~1.2 eV。用(1)、(2)式计算石墨烯的电导率还需要知道载流子迁移率  $\mu$  的大小。实验结果表明, 载流子迁移率的变化单位为  $1000 \sim 230000$  cm<sup>2</sup> · V<sup>-1</sup> · s<sup>-1</sup>, 选取载流子迁移率为  $10000$  cm<sup>2</sup> · V<sup>-1</sup> · s<sup>-1</sup>。石墨烯的折射率可表示为<sup>[8]</sup>

$$n_g = \sqrt{1 + i \frac{\sigma}{\epsilon_0 \Delta \omega}}, \quad (5)$$

式中  $\epsilon_0$  为真空中介电常数,  $\sigma$  为 Drude 模型计算的石墨烯电导率,  $\Delta = 1.0$  nm 表示石墨烯的厚度。

#### 3.2 石墨烯的外加电压模型

由(3)式可知, 石墨烯的化学势  $\mu_c$  由载流子浓度  $n_s$  决定, 而  $n_s$  的变化可以通过外加电压调节, 因此外加电压可通过控制石墨烯的载流子浓度变化来改变化学势, 进而改变石墨烯的电导率。石墨烯的外加电压模型如图 1(b) 所示, 对隔着 SiO<sub>2</sub> 的两层 Ag 介质两端所施加的电压为  $V_g$ 。当  $V_g > 0$  时, 石墨烯表面会吸引电子; 当  $V_g < 0$  时, 石墨烯表面会吸引空穴。这些在石墨烯表面积累的电子或空穴会填充石墨烯的能带, 充当载流子, 使载流子浓度  $n_s$  发生变化。此时载流子浓度  $n_s$  和外加电压  $V_g$  的关系为<sup>[19]</sup>

$$n_s = \epsilon_0 \epsilon_r V_g / (te), \quad (6)$$

式中  $\epsilon_r$  是  $\text{SiO}_2$  的相对介电常数;  $t$  一般为几百纳米量级, 这里取  $t = 200 \text{ nm}$ 。结合(3)式可得  $\mu_c$  与  $V_g$  的对应关系为

$$\mu_c = \hbar \nu_F \sqrt{\pi \frac{\epsilon_0 \epsilon_r V_g}{te}} \quad (7)$$

### 3.3 支节结构的传输特性

波导支节属于微波领域内的基本结构, 单一支节即可起到滤波的作用, 两个或者多个支节可以对滤波特性进行更加灵活的控制。将支节结构同石墨烯/介质/石墨烯表面等离子体波导相结合, 这种纳米尺度的支节结构不仅具有滤波功能, 而且还具有尺寸小、结构紧凑等特点。

如图 3 所示, 当电磁波进入主波导并经过支节波导时, 由于结构的不连续性, 一部分光会被反射, 另一部分光透过或者进入支节波导。进入支节中的电磁场在其末端被反射回来, 与主波导发生干涉。如果满足干涉相消条件, 该频率的电磁场将被滤除, 无法通过支节结构。因此电磁波能否通过支节结构由进入支节结构的那部分电磁场的相位变化决定<sup>[20]</sup>。图中  $d$  为支节长度。石墨烯 SPP 进出波导支节过程中产生的相位变化可表示为

$$\Phi_n = 2\Phi_d^{(n)} + \Phi_r, \quad (8)$$

式中  $n = 0, 1, 2, \dots$ ;  $\Phi_r$  为支节末端反射贡献的相位变化, 与石墨烯载离子等离激元共振产生的损耗有关;  $\Phi_d^{(n)}$  为石墨烯 SPP 在长度为  $d_n$  的支节波导中传播过程贡献的相位变化, 可表示为

$$\Phi_d^{(n)} = \beta d_n. \quad (9)$$

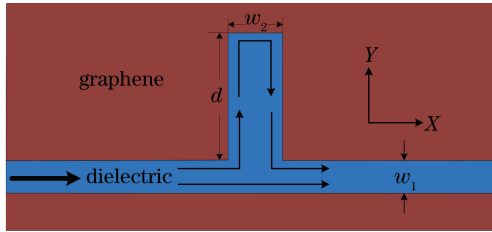


图 3 石墨烯/介质/石墨烯支节结构

Fig. 3 Graphene/dielectric/graphene branched structure

当  $\Phi_n = (2n + 1)\pi$  时, 支节与主波导干涉相消; 当  $\Phi_n = 2n\pi$  时, 表示干涉相长, 此时电磁波在主波导中的传播过程几乎不受支节的影响。对于干涉相消的情况(透射率达到最低值),  $\Phi_r$  的作用可以忽略, 此时对应的支节长度为

$$d_n = \frac{(2n + 1)\pi}{2\beta}, \quad (10)$$

式中  $\beta$  为石墨烯 SPP 在介质层宽度为  $w_2$  的石墨烯/介质/石墨烯的波导中的传播常数<sup>[21]</sup>。横磁

(TM0)模的色散关系为

$$\tanh(\sqrt{\beta^2 - k_0^2 \epsilon_d} \frac{w_2}{2}) = \frac{-\epsilon_d \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \epsilon_g}}{\epsilon_g \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \epsilon_d}}, \quad (11)$$

式中  $k_0 = \omega/c$  为真空中的传播常数,  $\epsilon_d$  为介质的介电常数,  $\epsilon_g$  为石墨烯的相对介电常数( $\epsilon_g = n_g^2$ )。石墨烯 SPP 局域在石墨烯与介质的交界面, 由于中间介质波导的宽度极小, 所以认为只有横磁表面等离子体模存在于该介质波导中, 该模式的特点是上下两层 SPP 对称叠加, 而且没有截止宽度( $w_2$  极小的情况下该模式仍然存在)。由(10)、(11)式可知, 支节结构的滤波特性与支节的长度、宽度以及石墨烯和介质的介电常数有关。

### 3.4 光电调制器性能指标

光电调制器是一种将电信号转化为光信号的装置, 该装置可将发射端电信号加载到光信号上。光波可以利用光的相位、强度以及频率进行调制, 其中光强调制的应用最为广泛, 光强信号可以被光电探测器迅速识别, 且光强调制系统简单、成本低, 因此采用光强调制。目前实现一个速度高、消光比高和尺寸小的调制器是研究人员努力的方向<sup>[22-23]</sup>。

调制器输出的信号与数字通道相对应, 一般都是利用 1 和 0 进行判断。其中 1 信号表示输出的最高值  $T_{\max}$ , 0 信号表示输出的最小值  $T_{\min}$ , 这两个值的差距越大, 检测越容易, 出错率也就越低。消光比  $E_R$  可用来衡量这两个数值的差距<sup>[7]</sup>, 可表示为

$$E_R = 10 \lg \frac{T_{\max}}{T_{\min}}. \quad (12)$$

消光比的提高有利于信号的长距离传输和误码率的降低, 同时可以显著降低对接收端光电探测器灵敏度的要求, 进而可以有效地降低成本。

此外, 随着集成光学的飞速发展, 光电器件的微型化成为未来的研究方向。由于强局域性石墨烯 SPP 的存在, 石墨烯与光有着强烈的相互作用, 这会大大减小器件的尺寸。调制效率  $\eta = \Delta V \Delta L$ , 其中  $\Delta V$  和  $\Delta L$  分别为由  $T_{\max}$  到  $T_{\min}$  所需的最小电压和器件长度的改变量。

## 4 结果与讨论

为充分体现介质上下两侧石墨烯 SPP 的耦合状态以及支节结构对主波导中电磁场的滤波特性, 采用基于有限元法的 COMSOL 软件对图 1(a)所示截面进行二维频域分析。在光源处设置节点, 采用矩形端口边界条件, 选择 TM 模式, 端口输入的光

沉积功率  $P_{\text{dep}} = 1 \text{ W}$ , 相位  $\theta_{\text{in}} = 0^\circ$ 。沿着波导方向对电磁场能量进行线积分, 以表征支节结构左侧的入射端和右侧的透射端电磁场能量的变化情况。入射波的波长  $\lambda = 1550 \text{ nm}$ ; 波导总长度  $L = 5000 \text{ nm}$ ;  $\text{SiO}_2$  介质层宽度  $w_1 = 50 \text{ nm}$ ; 双支节高度  $d_1 = d_2 = 315 \text{ nm}$ , 支节宽度  $w_2 = 50 \text{ nm}$ , 与主波导相同; 石墨烯化学势  $\mu_c = 0.8 \text{ eV}$ 。

图 4(a) 为主波导内沿  $X$  轴方向的电磁场能量密度时间均值 ( $W_{\text{av}}$  为电磁场能量面密度在一个周期内的平均值) 分布, 该分布与波导支节干涉相长情况下的描述一致 ( $\Phi_n = 2n\pi$ ), 电磁波在主波导内的传播几乎未受支节的影响。图 4(b) 示出干涉相消的情况 [ $\Phi_n = (2n+1)\pi$ ], 主波导内的光波到达支节后被完全截断, 在输出端的光强几乎为零。

以支节为分割点, 将主波导的左侧定义为输入端, 右侧定义为输出端。分别对两端的  $W_{\text{av}}$  进行积分 ( $W$  为  $W_{\text{av}}$  在波导内进行积分的结果, 表示分布在光波导中的光场能量), 得到化学势与  $W$  的关系, 如图 4(c) 所示。随着化学势的变化, 主波导内的电磁场能量发生了显著变化, 但支节左右两端的电磁场强度仍然保持对称分布。图 4(d) 中, 尽管入射端电磁场能量随着化学势的变化而变化, 但是输出端电磁场能量接近于零的情况却没有改变, 这说明石墨

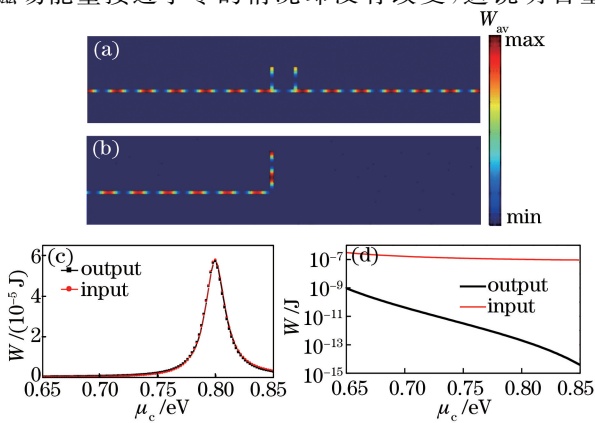


图 4 (a)  $d_1 = d_2 = 315 \text{ nm}$  和 (b)  $d_1 = d_2 = 560 \text{ nm}$  时主波导内电磁场能量密度时间均值分布;

(c)  $d_1 = d_2 = 315 \text{ nm}$  和 (d)  $d_1 = d_2 = 560 \text{ nm}$  时

主波导内输入端和输出端光场能量与石墨烯化学势的关系

Fig. 4 Distributions of time average value of electromagnetic

field energy density in main waveguide when

(a)  $d_1 = d_2 = 315 \text{ nm}$  and (b)  $d_1 = d_2 = 560 \text{ nm}$ ;

relationship between optical field energy of input end

and output end in main waveguide and

chemical potential of graphene when

(c)  $d_1 = d_2 = 315 \text{ nm}$  and (d)  $d_1 = d_2 = 560 \text{ nm}$

烯两端的外加电压  $V_g$  能够在不改变支节结构滤波特性的情况下对输出光的光强进行调制。参照图 4(c), 定义  $\mu_c = 0.80 \text{ eV}$  时对应的  $W$  为最大值  $T_{\text{max}}$ ,  $\mu_c = 0.78 \text{ eV}$  时对应的  $W$  为最小值  $T_{\text{min}}$ 。根据(8)式计算的消光比  $E_{R1} = 6.77 \text{ dB}$ , 文献[13]中的双层石墨烯光调制器的消光比为  $6.5 \text{ dB}$ 。此时  $0.80 \text{ eV}$  和  $0.78 \text{ eV}$  时对应的透过率分别为  $99.66\%$  和  $99.87\%$ 。因此, 对于所提出的石墨烯光调制器, 石墨烯化学势改变  $0.02 \text{ eV}$  即可得到较为理想的消光比。

上述结果仅对支节长度为  $315 \text{ nm}$  和  $560 \text{ nm}$  的两个特殊点进行讨论, 为进一步研究支节长度对支节结构滤波特性的影响, 设置入射波长  $\lambda = 1550 \text{ nm}$ , 石墨烯化学势  $\mu_c = 0.8 \text{ eV}$ 。如图 5 所示, 当支节的长度由  $200 \text{ nm}$  增长到  $1000 \text{ nm}$  时, 主波导内入射端和反射端电磁场能量呈现周期性变化。根据(10)式可得两个相邻的干涉相消的支节长度差为  $\Delta d_n$ , 即

$$\Delta d_n = \frac{\pi}{k_0 n_{\text{eff}}}, \quad (13)$$

式中  $n_{\text{eff}}$  为中间介质  $\text{SiO}_2$  的有效折射率。根据电磁场理论,  $n_{\text{eff}}$  可表示为<sup>[24]</sup>

$$n_{\text{eff}} = \sqrt{\frac{\epsilon_{\text{SiO}_2} E_{\text{SiO}_2} + \epsilon_g E_g}{E_T}}, \quad (14)$$

式中  $\epsilon_{\text{SiO}_2}$  为  $\text{SiO}_2$  的相对介电常数,  $E_{\text{SiO}_2}$  和  $E_g$  分别为分布在  $\text{SiO}_2$  和石墨烯中的电场,  $E_T$  为总电场。由图 4 可得, 电磁场主要分布在  $\text{SiO}_2$  介质层内, 即  $E_{\text{SiO}_2} \gg E_g$ 。因而  $n_{\text{eff}}$  的大小以  $\text{SiO}_2$  的固有折射率为主、以石墨烯的折射率贡献为辅,  $n_{\text{eff}}$  是一个与  $n_{\text{SiO}_2}$  接近的值。有限元模拟过程中设定  $n_{\text{SiO}_2} = 1.97$ , 从图 5(a) 中读取干涉相消支节波长分别为  $560 \text{ nm}$  和  $930 \text{ nm}$ , 此时的长度差  $\Delta d_1 = 370 \text{ nm}$ , 将  $\Delta d_1$  代入(13)式可得  $n_{\text{eff}1} = 2.09$ , 与  $\text{SiO}_2$  固有的折射率接近。用  $\text{Si}$  替换  $\text{SiO}_2$ , 由于  $n_{\text{eff}}$  的增大, 当支节长度在  $200 \sim 1000 \text{ nm}$  范围内变化时, 将出现更多的周期数。如图 5(b) 所示, 干涉相消的点分别为  $310, 530, 740, 950 \text{ nm}$ , 由此可得平均干涉相消的支节长度差  $\Delta d_2 = 215 \text{ nm}$ , 由(13)式可得,  $n_{\text{eff}2} = 3.60$ 。在数值软件的材料节点中  $n_{\text{Si}} = 3.48$ , 同样可得  $n_{\text{eff}2} \approx n_{\text{Si}}$ 。由上述分析可得, COMSOL 软件中计算的主波导光场能量随支节长度的周期性变化与理论计算相符。

由  $\Delta d_1$  和  $\Delta d_2$  可分别计算得到介质为  $\text{SiO}_2$  和  $\text{Si}$  的光调制效率  $\eta_1 = \Delta d_1 \Delta V_{g1} = 7.94 \times 10^{-6} \text{ mV}$  和  $\eta_2 = \Delta d_2 \Delta V_{g2} = 1.49 \times 10^{-6} \text{ mV}$ , 其中  $\Delta V_{g1}$  为中间

介质为 SiO<sub>2</sub> 时石墨烯化学势由 0.78 eV 到 0.80 eV 时外加电场  $V_g$  的变化量,  $\Delta V_{g2}$  为中间介质为 SiO<sub>2</sub> 时石墨烯化学势由 0.78 eV 到 0.80 eV 时  $V_g$  的变化量。当中间介质为 Si 时, 由图 5(b) 可得, 干涉相长情况下  $d_1 = d_2 = 598$  nm,  $\mu_c$  由 0.78 eV 变化至 0.80 eV 时, 消光比  $E_{R2} = 6.50$  dB, 仍然具有较好的

消光比。显然, 中间介质层材料折射率的增大可以有效提高石墨烯光调制器的调制效率, 并且能够保持较理想的消光比。此外, 值得注意的是, 在光场能量曲线的峰值附近, 输入端与输出端两条曲线重合; 而在曲线的最低值点, 输入端与输出端曲线呈现明显差异, 该现象与图 4 的描述一致。

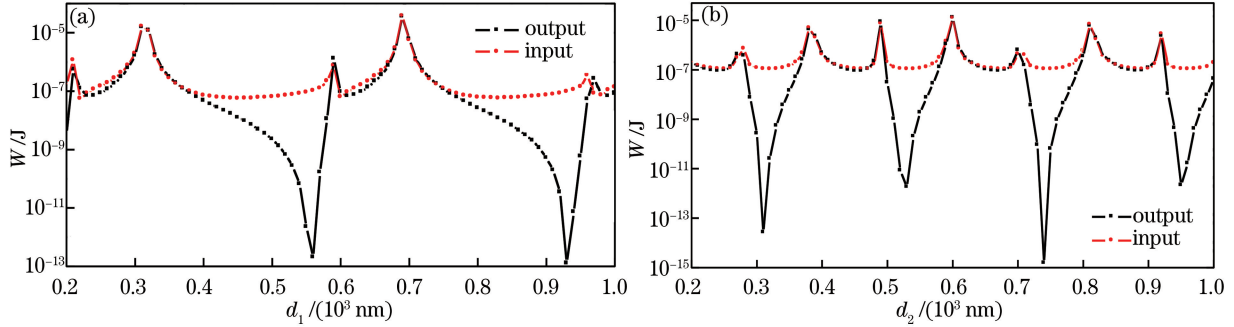


图 5 主波导电磁场能量与支节长度的关系。(a) 介质材料为 SiO<sub>2</sub>; (b) 介质材料为 Si  
Fig. 5 Relationship between electromagnetic field energy in main waveguide and branch length.  
(a) Dielectric material is SiO<sub>2</sub>; (b) dielectric material is Si

上述讨论都是针对入射波长  $\lambda = 1550$  nm 的情况, 当入射波长  $\lambda$  变化时, 中间狭缝介质选用 SiO<sub>2</sub>,  $d_1 = d_2 = 315$  nm, 石墨烯化学势  $\mu_c = 0.8$  eV。入射波长与主波导内电磁场能量的关系直接体现出支节结构的选频特性。

图 6 为主波导内电磁场能量与入射光波长的关系。图 6(a) 中曲线的变化与图 5 不同, 一方面, 图 5 说明支节长度的变化使波导显示出明显的干涉相长、相消特性, 而支节长度为 315 nm 时, 入射波长的变化只能给支节波导带来显著的干涉相长现象, 却没有明显的干涉相消现象[图 6(a)]。当支节长度增加到 560 nm 时, 图 6(b) 中在入射波长为 1550 nm 附近出现明显的凹陷。在 1500~1600 nm 的波段范围内, 支节结构整体的滤波特性由支节长度决定。一定范围内的入射波长具有与石墨烯化学势类似的作用特点, 其对介质波导内的光强影响较大而对支节波导的滤波特性影响较弱。此外, 电磁场能量和支节长度都具有周期特性, 图 5 中的峰值对应的支节长度差  $\Delta d_1$  和  $\Delta d_2$  基本保持不变, 而图 6 中的周期特性具有更加复杂的非线性形式。由 (11) 式可知, 传播常数  $\beta = \beta(\omega_2, \lambda)$  为波导宽度与波长的函数, 因而图 5 中支节长度的变化并不会使  $\beta$  发生变化, 而介质波导中的  $n_{\text{eff}}$  也将保持不变。这表明支节长度对支节波导滤波特性的影响是线性的。对于图 (6) 的峰值点, 干涉相长情况下  $\Phi_n = 2n\pi$ , 由 (9) 式可得  $\beta_n(\lambda) = n\pi/d$ , 两个相邻的波长

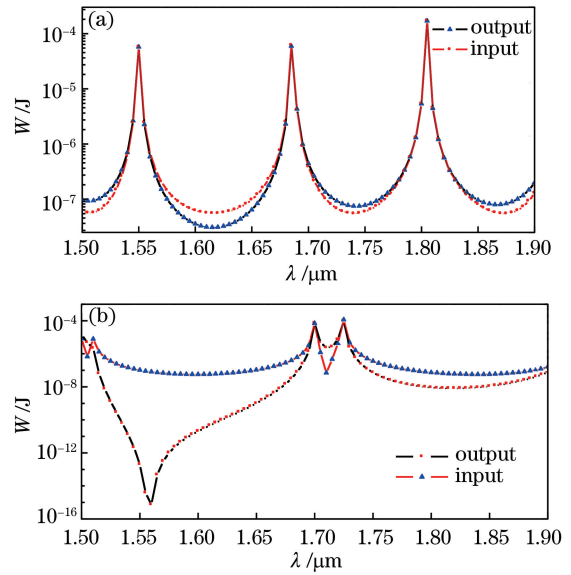


图 6 主波导内电磁场能量与入射光波长的关系。  
(a)  $d_1 = d_2 = 315$  nm; (b)  $d_1 = d_2 = 560$  nm  
Fig. 6 Relationship between electromagnetic field energy in main waveguide and incident wavelength.  
(a)  $d_1 = d_2 = 315$  nm; (b)  $d_1 = d_2 = 560$  nm

差为  $\Delta\beta(\lambda) = \pi/d$ 。  $\beta(\lambda)$  具有非线性, 导致图 (6) 中峰值位置的分布也将带有非线性特征。介质波导内传播常数与波长的非线性对应关系主要源于石墨烯材料以及介质两侧对称叠加的 SPP 的电磁模式。

当支节长度由 315 nm 增加到 560 nm 时, 波长为 1550 nm 的入射光经历了由导通到被截止的过程, 而对于其他波长的入射光, 由于有效折射率的非

线性变化,图 6(b)中的曲线虽然在 1550 nm 附近体现出干涉相消特征,但在整体上失去了类似图 6(a)中的周期性。支节结构的滤波特性具有实际应用价值,实验中的入射波不可能只有 1550 nm 的单频电磁波,需具有一定的频带宽度。当支节长度为 315 nm 时,入射波长为 1550 nm 时的电磁波能量最高,随着波长向两侧移动,对应的电磁场能量呈指数衰减。此时利用外加电场可以更加高效地对 1550 nm 的入射光进行光强调制,以提高石墨烯光调制器的调制效率。

图 7 所示为  $d_1 = d_2 = 315$  nm 时,不同的石墨烯化学势对应的波导内电磁场能量与入射波长的关系。从图中可看出,石墨烯化学势的改变能够使干涉相长对应的曲线峰产生偏移。对入射光波长范围为 1500~1600 nm 波段的电磁场能量曲线进行积分,将所得结果作为调制器的输出光功率。 $T_{0.80}$ 、 $T_{0.78}$ 、 $T_{0.70}$ 、 $T_{0.60}$  分别为石墨烯化学势为 0.80、0.78、0.70、0.60 eV 所对应的输出光功率, $T_{\max} = T_{0.80}$ ,  $T_{\min} = \min[T_{0.78}, T_{0.70}, T_{0.60}]$ ,其中  $\min[\cdot]$  表示取最小值, $E_R$  可根据 (12) 式计算得到。 $E_{R0.78} = 0.6$  dB,  $E_{R0.70} = 3.17$  dB,  $E_{R0.60} = 5.72$  dB。对于入射波长为 1550 nm 的单频入射光,化学势从 0.80 eV 降到 0.78 eV 时,可得到较为理想的消光比。但是,对于具有一定带宽的入射波,需要将化学势的变化范围进一步增大。化学势变化范围的增大是以增加  $\Delta V_g$  为代价的,这会降低石墨烯光调制器的调制效率。由关于支节长度的分析过程发现,光调制器的调制效率与支节结构中介质材料的折射率有关,因而可以通过更换折射率更高的介质材料的方法来提高调制效率(取  $T_{\min} = T_{0.60}$ ,  $\eta_{\text{SiO}_2} = 7.03 \times 10^{-5}$ ,  $\eta_{\text{Si}} = 1.35 \times 10^{-5}$ )。

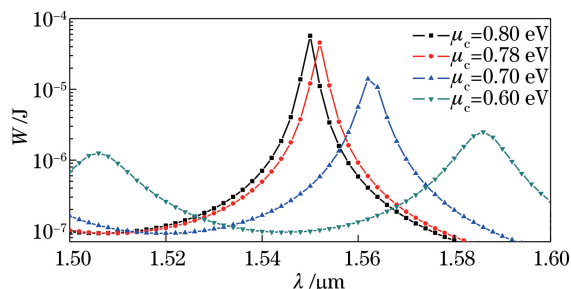


图 7 不同的石墨烯化学势对应的波导内电磁场能量与入射波长的关系

Fig. 7 Relationship between electromagnetic field energy in waveguide and incident wavelength under different chemical potentials of graphene

## 5 结 论

构建了一种含双支节结构的石墨烯 SPP 光电调制器,并利用有限元软件对该器件的光强调制特性以及滤波特性进行了分析,结果如下:

1) 波导支节的滤波特性由支节的长度决定,随着支节长度的增加,支节的干涉相长与相消过程周期性变化。

2) 通过外加电压  $V_g$  可对化学势  $\mu_c$  进行调节,当入射波长  $\lambda = 1550$  nm,支节长度  $d_1 = d_2 = 315$  nm,  $\mu_c$  从 0.80 eV 下降到 0.78 eV 时,消光比达到 6.77 dB。其他条件不变,当入射光波长的变化范围为 1500~1600 nm 时,通过增大化学势的变化范围(0.8~0.6 eV),仍然可使消光比达到 5.72 dB。

3) 增加介质材料的折射率可以显著提高调制器的调制效率,用 Si 代替原来的  $\text{SiO}_2$ ,调制效率由  $\eta_1 = 7.94 \times 10^{-6}$  mV 减小到  $\eta_2 = 1.49 \times 10^{-6}$  mV。

4) 支节结构具有良好的选频特性。 $d_1 = d_2 = 315$  nm 对应干涉相长的峰值波长,输出光强达到最大值。在峰值波长附近,随着波长向两侧移动,输出光强呈指数衰减。

综上所述,所提出的石墨烯光电调制器具有良好的消光比和调制效率,为大规模可集成光电通信器件的发展提供了一定的理论参考。

## 参 考 文 献

- [1] Reed G T, Thomson D, Gardes F Y, *et al.* 40 Gb/s silicon optical modulators[C]. IEEE Photonics Conference, 2011: 737-738.
- [2] Luo S Y, Wang Y N, Tong X, *et al.* Graphene-based optical modulators[J]. Nanoscale Research Letters, 2015, 10(1): 199-209.
- [3] Liu M, Yin X B, Ulin-Avila E, *et al.* A graphene-based broadband optical modulator[J]. Nature, 2011, 474(7349): 64-67.
- [4] Wu Y, La-O-Vorakiat C, Qiu X P, *et al.* Graphene terahertz modulators by ionic liquid gating[J]. Advanced Materials, 2015, 27(11): 1874-1879.
- [5] Yang L Z, Hu T, Shen A, *et al.* Ultracompact optical modulator based on graphene-silica metamaterial[J]. Optics Letters, 2014, 39(7): 1909-1912.
- [6] de Abajo F J G. Graphene plasmonics: Challenges and opportunities[J]. ACS Photonics, 2014, 1(3): 135-152.
- [7] Du W. Study of graphene optoelectronic active devices[D]. Hangzhou: Zhejiang University, 2015.

- 杜威. 石墨烯光电子有源器件的研究[D]. 杭州: 浙江大学, 2015.
- [8] Yan B, Yang X X, Fang J Y, *et al.* Tunable terahertz plasmon in grating-gate coupled graphene with a resonant cavity[J]. Chinese Physics B, 2015, 24(1): 015203.
- [9] Qiao W T, Gong J, Zhang L W, *et al.* Propagation properties of the graphene surface plasmon in comb-like waveguide[J]. Acta Physica Sinica, 2015, 64(23): 0237301.  
乔文涛, 龚健, 张利伟, 等. 梳状波导结构中石墨烯表面等离子体的传播性质[J]. 物理学报, 2015, 64(23): 0237301.
- [10] Tao J, Yu X C, Hu B, *et al.* Graphene-based tunable plasmonic Bragg reflector with a broad bandwidth[J]. Optics Letters, 2014, 39(2): 271-274.
- [11] Gao W L, Shu J, Qiu C Y, *et al.* Excitation of plasmonic waves in graphene by guided-mode resonances[J]. ACS Nano, 2012, 6(9): 7806-7813.
- [12] Kampfrath T, Perfetti L, Schapper F, *et al.* Strongly coupled optical phonons in the ultrafast dynamics of the electronic energy and current relaxation in graphite[J]. Physical Review Letters, 2005, 95(18): 187403.
- [13] Liu M, Yin X B, Zhang X. Double-layer graphene optical modulator[J]. Nano Letters, 2012, 12(3): 1482-1485.
- [14] Xu C, Jin Y C, Yang L Z, *et al.* Characteristics of electro-refractive modulating based on graphene-oxide-silicon waveguide[J]. Optics Express, 2012, 20(20): 22398-22405.
- [15] Midrio M, Boscolo S, Moresco M, *et al.* Graphene-assisted critically-coupled optical ring modulator[J]. Optics Express, 2012, 20(21): 23144-23155.
- [16] Brownson D A C, Banks C E. The electrochemistry of CVD graphene: Progress and prospects[J]. Physical Chemistry Chemical Physics, 2012, 14(23): 8264-8281.
- [17] Gan C H, Hugonin J-P, Lalanne P. Design of an integrated III-V semiconductor single-plasmon source[C]. 2012 Conference on Lasers and Electro-Optics, 2012: 13060545.
- [18] Jablan M, Buljan H, Soljačić M. Plasmonics in graphene at infrared frequencies[J]. Physical Review B, 2009, 80(24): 245435.
- [19] Qian H L, Ma Y G, Yang Q, *et al.* Electrical tuning of surface plasmon polariton propagation in graphene-nanowire hybrid structure[J]. ACS Nano, 2014, 8(3): 2584-2589.
- [20] Pannipitiya A, Rukhlenko I D, Premaratne M. Analytical modeling of resonant cavities for plasmonic-slot-waveguide junctions[J]. IEEE Photonics Journal, 2011, 3(2): 220-233.
- [21] Liu J L. Surface plasmon transmission and control in metal-insulator-metal waveguides[D]. Harbin: Harbin Institute of Technology, 2010.  
刘建龙. 金属-绝缘体-金属波导内表面等离子体传输与控制[D]. 哈尔滨: 哈尔滨工业大学, 2010.
- [22] Bi W H, Li C L, Wang X Y, *et al.* Birefringence and electro-optic properties of graphene covered microfiber[J]. Acta Optica Sinica, 2016, 36(10): 1026013.  
毕卫红, 李彩丽, 王晓愚, 等. 覆石墨烯微纳光纤双折射与电光调控特性[J]. 光学学报, 2016, 36(10): 1026013.
- [23] Liu Y Z, Zhang Y P, Cao Y Y, *et al.* Modulator of tunable modulation depth based on graphene metamaterial[J]. Acta Optica Sinica, 2016, 36(10): 1016002.  
刘元忠, 张玉萍, 曹妍妍, 等. 基于石墨烯超材料深度可调的调制器[J]. 光学学报, 2016, 36(10): 1016002.
- [24] Hao R, Du W, Chen H S, *et al.* Ultra-compact optical modulator by graphene induced electro-refraction effect[J]. Applied Physics Letters, 2013, 103(6): 061116.