

基于一维光子晶体纳米梁腔辅助微环谐振器的研究

张江峰¹, 梁龙学¹, 李尧^{1*}, 吴小所^{1,2}, 王嘉伟¹, 孙成龙¹

¹兰州交通大学电子与信息工程学院, 甘肃 兰州 730070;

²兰州交通大学光电技术与智能控制教育部重点实验室, 甘肃 兰州 730070

摘要 近年来,电磁诱导透明(EIT)效应得到了广泛的研究,特别是对其群延迟的动态可调谐在光通信领域有良好的应用前景。提出了一种一维光子晶体纳米梁腔辅助微环谐振腔的动态可调谐电磁诱导透明系统。在该系统中引入了石墨烯,通过改变石墨烯的费米能级实现了对类电磁诱导透明的开关调控和群延迟的动态调谐。此外,在改变纳米梁腔与微环谐振腔的耦合距离和微环谐振腔的半径时,实现了对EIT窗口“关—开—关”的调控。采用三能级原子系统解释了类EIT效应的物理机制,采用三维时域有限差分法对该结构进行仿真,并分析了该结构的传感特性和延迟特性,仿真结果表明,灵敏度为614.4 nm/RIU、品质因数为370.8、群延迟为7.1 ps、群指数高达895。该系统为光开关、传感器和慢光器件的研发提供了一种可行方案。

关键词 电磁诱导透明效应; 纳米梁腔; 微环谐振器; 石墨烯; 集成光学

中图分类号 TN256

文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS231236

1 引言

电磁诱导透明(EIT)是一种非线性光学,源于多能级激发的一种量子相消干涉效应,表现为宽吸收谱中出现窄透明窗口^[1]。电磁诱导透明效应伴随着明显的色散特性,因此在慢光^[2]和非线性^[3]等领域有广泛的应用。EIT效应在传统的原子领域中是由不同的塞曼能级之间的耦合产生的^[4-5]。近年来,随着硅基光电子学的发展,人们利用多种光器件来实现EIT效应,这些器件有耦合谐振腔^[6]、光子晶体^[7]、亚波长光栅^[8]和等离子谐振器系统^[9]等。由于以上结构大多只能在特定工作波长处实现光透明,从而限制了EIT效应的实际应用。为了实现对EIT效应的调控从而提高实际应用价值,人们研究了非线性材料^[10]和纳米腔系统^[11]等。在两种微腔的耦合系统中,通常采用“亮-暗”模式的近场耦合来实现类EIT效应^[12-13]。亮模式对入射电磁波会产生较强的响应,而且会产生较强的阻带,相反,暗模式不能与入射波直接耦合,当亮模式与暗模式产生破坏性干涉时就会产生类EIT效应^[14]。由于EIT效应产生显著的色散特性,并且EIT对降低光子速度起到显著的作用,因此其在慢光器件^[15]、光传感器^[16]和光开关^[17]等领域有广泛的应用价值。近年来对EIT效应的研究成为一个热点课题。

微环谐振腔作为绝缘体上硅(SOI)平台^[18]上的一种经典光器件结构,因其低插入损耗和低串扰等优点,而广泛应用于实现不同功能的多种光系统中^[19]。如滤波器^[20]、传感器^[21]和光逻辑门^[22]等。在研究EIT效应时,基于SOI平台的双微环耦合系统由于结构简单和易于集成的特点而得到广泛的研究^[23-24]。近年来,对EIT效应的研究已经转向多种光子微腔的耦合系统,这些耦合系统可通过非线性^[25]和载流子调谐^[26]来实现对EIT效应的动态调控。由于实际需要,动态可调谐的类EIT效应成为重要的研究课题^[27]。在光子微腔耦合系统中集成石墨烯材料成为一种研究新方向。石墨烯的金属性质可以通过改变费米能级^[28]或者载流子迁移率^[29]来进行调控。文献[14]通过调节石墨烯超材料的载流子迁移率实现了对EIT效应的调控,其中,群延迟为1.47 ps,群指数为400。文献[30]通过调节内嵌石墨烯的费米能级实现了对EIT效应的调控,其中群延迟为5.72 ps。

本文提出了一种一维光子晶体纳米梁腔辅助微环谐振腔的结构,同时在微环谐振腔中集成了两层石墨烯,该结构位于2 μm厚的二氧化硅衬底上。通过改变石墨烯的费米能级实现了对EIT效应的调控。此外,通过研究纳米梁腔与微环谐振腔的耦合距离及微环谐振腔的半径变化实现了对EIT窗口开关的调制。随着

收稿日期: 2023-07-07; 修回日期: 2023-08-16; 录用日期: 2023-09-06; 网络首发日期: 2023-09-22

基金项目: 国家自然科学基金青年基金项目(61905102)

通信作者: *344717184@qq.com

费米能级的增加,类EIT的窗口位置基本不变,窗口内谐振峰的峰值明显增加。最后,本文还分析了该结构的传感特性和慢光特性,在费米能级为 0.55 eV 时,该结构的群指数达到了 895。因此,该结构为超材料费米能级调控EIT效应提供了一种可行的方案。

2 几何结构和数值模型

图 1 为一维光子晶体纳米梁腔辅助微环谐振腔(PCN-MRR)的结构示意图。该结构由微槽形微环谐振腔和一维光子晶体纳米梁腔构成,其中,微环的半径 $R=7\ \mu\text{m}$,纳米梁腔与微环谐振腔的耦合距离 $g_{\text{gap}}=0.09\ \mu\text{m}$,直波导与纳米梁腔的耦合距离 $g_{\text{gap1}}=0.05\ \mu\text{m}$,将文献[31]中波导的宽度作为纳米梁腔的宽度,其值 $W_0=0.2868\ \mu\text{m}$ 。衬底 SiO_2 的厚度为 $2\ \mu\text{m}$,Si 层的厚度为 $0.22\ \mu\text{m}$ 。 Al_2O_3 的厚度为 $0.02\ \mu\text{m}$,微槽的宽度为 $0.0398\ \mu\text{m}$ 。将顶层石墨烯命名为 G_1 ,将中间层石墨烯命名为 G_2 。对于该器件的实验制备过程,结合 CMOS 工艺,以二氧化硅为衬底,然后准备 11 个掩模版,分别为 2 个半总线波导、2 个半纳米梁腔、3 个金属电极和 4 个半微环谐振腔来组成槽形微环谐振腔,将 11 个掩模顺序合理安排,选择化学气相沉积^[32]在铜箔上生长单层石墨烯,并将石墨烯层通过 Marble 试剂转移到 Al_2O_3 和 Si 上面去除铜箔,可以制造出 PCN-MRR。渐变型光子晶体的半径满足 $r_i=r_1+(r_6-r_1)[(i-1)/4]^2$,其中 $i=1,2,\dots,6$,并将其作为纳米梁腔的锥形部分。纳米梁腔的两侧为半径 $r=0.12\ \mu\text{m}$ 的 10 个空气孔,将它们作为纳米梁腔的反射器,如图 1(c) 所示。微环谐振腔的截面图如图 1(b) 所示,在硅层之间加入了一层 Al_2O_3 ,石墨烯/氧化铝/硅构成的结构等效于一个电容器^[33]。氧化铝作为绝缘层是为了让石墨烯保持高迁移率,因为石墨烯是二维(2D)结构,没有悬空键和电荷陷阱^[34]。当石墨烯集成

在 PCN-MRR 中时,可以将其建模为 2D 模型。石墨烯的电导率在室温下由带内跃迁主导,而带间跃迁可以忽略^[35],因此,表面电导率 σ_g 可近似用 Drude 模型^[28] 来表示

$$\sigma_g = \frac{e^2 E_F}{\pi \hbar^2} \frac{i}{\omega + i\tau^{-1}}, \quad (1)$$

式中: ω 为角频率;载流子寿命 $\tau=(\mu E_F)/(eV_F^2)$,由费米能级 E_F 、费米速度 V_F 和载流子迁移率 μ 决定, e 为电子电量, $\hbar=h/(2\pi)$, h 为普朗克常量, i 为虚数单位。此外,费米能级可以由加在石墨烯上的电压来控制, G_2 的费米能级可表示为

$$E_F = \hbar V_F \sqrt{\pi \frac{\epsilon_0 \epsilon_A}{d_A e} |V_{G_2} - V_D|}, \quad (2)$$

式中: ϵ_0 是真空中的介电常数; ϵ_A 是氧化铝的相对介电常数; $d_A=h_1/2$ 为 G_2 与硅之间氧化铝的厚度与 G_2 厚度的一半之和;因为 V_D 接地,所以 $|V_{G_2} - V_D|$ 可以视为加在石墨烯 G_2 上的电压。 G_1 的费米能级可表示为

$$E_F = \hbar V_F \sqrt{\pi \frac{\epsilon_0 \epsilon_s}{d_s e} |V_{G_1} - V_D|}, \quad (3)$$

式中: ϵ_s 是硅的相对介电常数; $d_s=h_2$ 为 G_1 与氧化铝之间硅的厚度。通过对式(2)和式(3)的计算,得出费米能级和所加电压的关系如图 2(a) 所示。费米能级影响石墨烯性能的研究可从文献[22]、文献[30]和文献[33]中获得。为了实现谐振波长的最大可调谐性,微环谐振腔的设计应该选择横电(TE)模式^[33]。在波长为 1550 nm 处的 TE 模式的有效折射率如图 2(b) 所示,当费米能级为 0.4 eV 时,有效折射率的实部 $[\text{Re}(n_{\text{eff}})]$ 最大,而有效折射率的虚部 $[\text{Im}(n_{\text{eff}})]$ 在 0.35 eV 与 0.45 eV 之间发生剧烈变化。 $\text{Im}(n_{\text{eff}})$ 主要与器件的传输损耗(α_{loss})有关^[36],它们的关系为

$$\alpha_{\text{loss}} = \frac{40\pi}{\lambda \ln 10} \text{Im}(n_{\text{eff}}) \times 10^6. \quad (4)$$

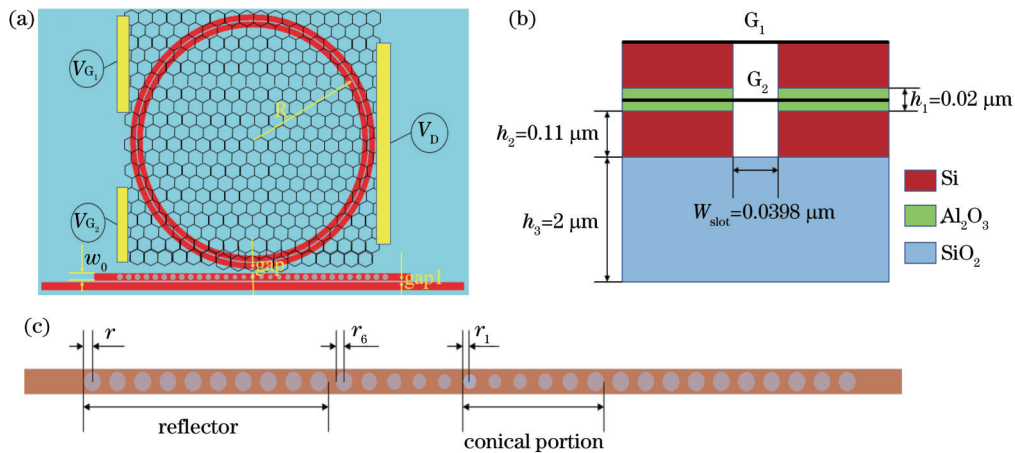


图 1 PCN-MRR 的结构图。(a)俯视图;(b)截面图;(c)一维光子晶体纳米梁腔

Fig. 1 Structural diagram of PCN-MRR. (a) Top view; (b) cross-sectional view; (c) one-dimensional photonic crystal nanobeam cavity

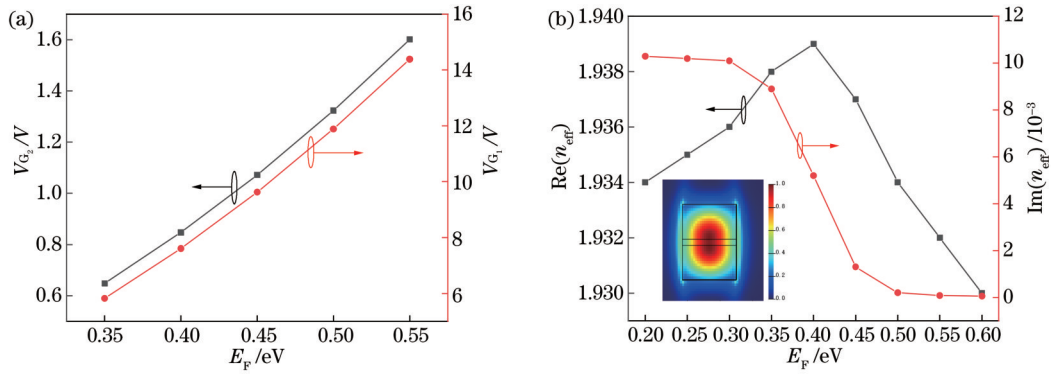


图 2 不同费米能级对应的电压和有效折射率。(a)电压;(b)有效折射率(插图为 $E_F=0.55$ eV、 $\lambda=1550$ nm 处的 TE 模式电场分布图)

Fig. 2 Voltage and effective refractive index corresponding to different Fermi energy levels. (a) Voltage; (b) effective refractive index (inset is the TE mode electric field distribution at $E_F=0.55$ eV, $\lambda=1550$ nm)

微环谐振腔的谐振方程为

$$Ln_{\text{eff}} = m\lambda_{\text{res}}, \quad (5)$$

式中:微环谐振腔的周长 $L=2\pi R$; n_{eff} 为有效折射率; $m(m=1, 2, 3, \dots)$ 为谐振级数; λ_{res} 为谐振波长。从式(5)中可以得到,微环谐振腔的谐振波长受到半径的制约。

在只考虑 PCN 腔和 MRR 的内部损耗及波导耦合损耗的前提下, EIT 效应可用以下模型表示。用 α_1 和 α_2 来表示 PCN 腔和 MRR 谐振电场振幅的正频率幅度, 则 α_1 和 α_2 可以表示为

$$\frac{d\alpha_1}{dt} = (-j\omega_1 - s_1 - \kappa_1)\alpha_1 + j(A_1^+ + A_2^-)\sqrt{\kappa_1} + j\kappa_2\alpha_2, \quad (6)$$

$$\frac{d\alpha_2}{dt} = (-j\omega_2 - s_2)\alpha_2 + j\kappa_2\alpha_1, \quad (7)$$

式中: s_1 和 s_2 为 PCN 腔和 MRR 的固有损耗; κ_1 和 κ_2 分别为 PCN 腔与直波导及 PCN 腔与 MRR 的耦合系数; ω_1 和 ω_2 分别为 PCN 腔和 MRR 的谐振频率; A_1^+ 和 A_1^- 分别为输入端的输入光和反射光的幅度; A_2^+ 和 A_2^- 分别为输出端的输出光和反射光的幅度。利用边界条件 $A_2^- = 0$ (仿真过程采用了完全吸收边界), $A_2^+ = A_1^+ + j\sqrt{\kappa_1\alpha_1}$ 和 $A_1^- = A_2^- + j\sqrt{\kappa_1\alpha_1}$, 最终得出 PCN-MRR 耦合系统的透射率表达式为

$$T = \left| \frac{A_2^+}{A_1^+} \right|^2 = \left| 1 - \frac{[j(\omega_1 - \omega) + s_2]\kappa_1}{[j(\omega_1 - \omega) + s_1 + \kappa_1][j(\omega_2 - \omega) + s_2] + \kappa_2^2} \right|^2. \quad (8)$$

3 理论分析

为了分析类 EIT 效应的产生原因, 采用三维时域有限差分(3D-FDTD)算法仿真了只有 PCN、只有 MRR 和 PCN-MRR 结构的透射光谱。仿真过程中, 在 x 、 y 、 z 方向全部采用完全吸收的边界条件(PML)、选

用自适应精细网格设置和 TE 模式光源。如图 3(a)所示, U 形透射谱为 PCN 腔的透射光谱, 从图 3(b)中可以观察到, 以 PCN 腔中心为界, 形成了一对电偶极子, 可将其视为亮模式。图 3(a)中, 洛伦兹透射谱为 MRR 的透射光谱, 在 1594.38 nm 处出现了较强的谐振, 从图 3(c)中可以明显地看出, 电荷主要分布在微环谐振腔的狭缝中, 并且微环谐振腔没有与入射波导直接耦合, 可将其视为暗模式。此外, 本文模拟了图 3(a)中 a、b、c 三点处的电场分布(其中, a、b、c 三点处的波长分别为 1593.85 nm、1595.75 nm、1597.08 nm), 如图 4 所示。图 4(a)~(c)分别对应 a 点、b 点和 c 点处的电场分布图, 图 4(a)和图 4(c)中电荷主要集中在微环谐振腔内, 在入射波的激励之下, 主要由暗模式产生了响应。从图 3(a)中可以看出, a 点和 c 点处的输出谱线与暗模式 MRR 的输出谱线相似, 而且电场分布也相似。在图 4(b)中, 电荷在 PCN 腔和 MRR 中均有分布, 这是因为入射波激发了亮模式 PCN 腔, 然后通过近场耦合, 由亮模式 PCN 腔间接激发了暗模式 MRR。从图 4(d)中可以看出, a 点与 c 点的相位基本相同, 这是因为在图 4(d)中 1593.85 nm 和 1597.08 nm 处的相位分别为 8.2π 和 7.9π 。在 PCN 腔与 MRR 的组合结构中, 由于亮、暗模式的近场耦合产生的相消干涉产生了类 EIT 效应, 且透射光谱的中心位于 1594.18 nm 处, 与暗模式的谐振波长基本一致。

类 EIT 效应的物理机制可以用三能级原子系统来解释^[28]。用 PCN-MRR 结构来类比三能级原子系统, 在波导中的入射波没有受到任何激励, 可以将其视为基态 $|0\rangle$ 。当光通过直波导时, 与 PCN 腔谐振波长相对应的光会耦合在微腔中, 在 PCN 腔与直波导之间产生了一对电偶极子作为亮模式, 可以将其视为激发态 $|1\rangle$ 。由于 PCN 腔和 MRR 能够发生近场耦合, 由 PCN 腔来激发 MRR, 将 MRR 作为暗模式, 所以可以将 MRR 看作亚稳态 $|2\rangle$ 。类 EIT 效应来自三能级系统中的两种独立的相干效应, 电磁诱导透明效应的三能级

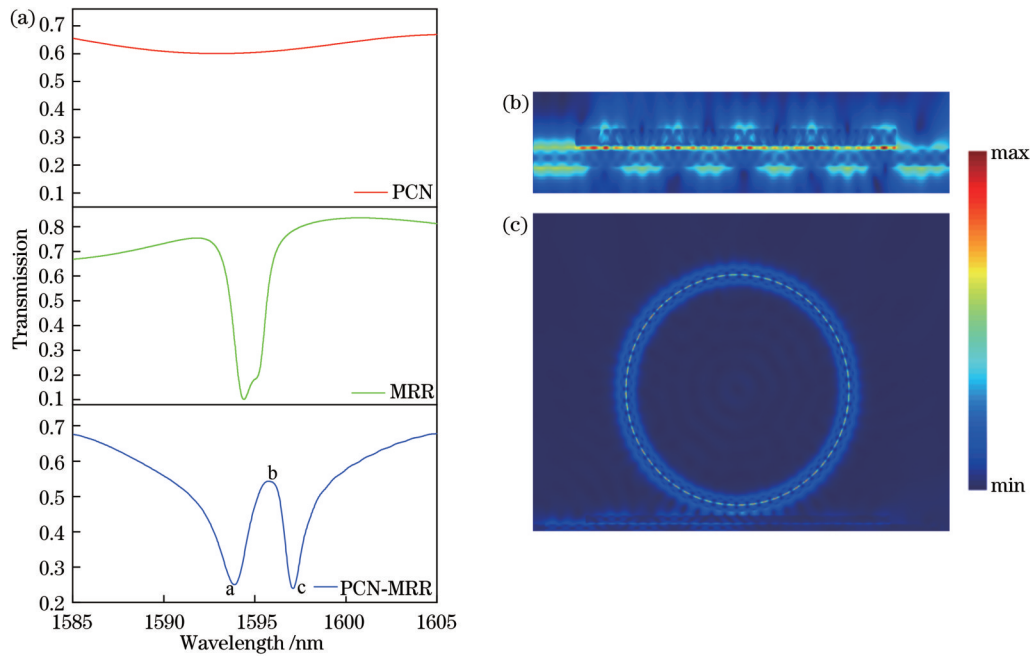


图 3 不同结构对应的透射谱和电场图。(a)透射谱;(b)PCN腔的电场图;(c)MRR的电场图

Fig. 3 Transmission spectra and electric field diagram corresponding to different structures. (a) Transmission spectra; (b) electric field diagram of PCN cavity; (c) electric field diagram of MRR

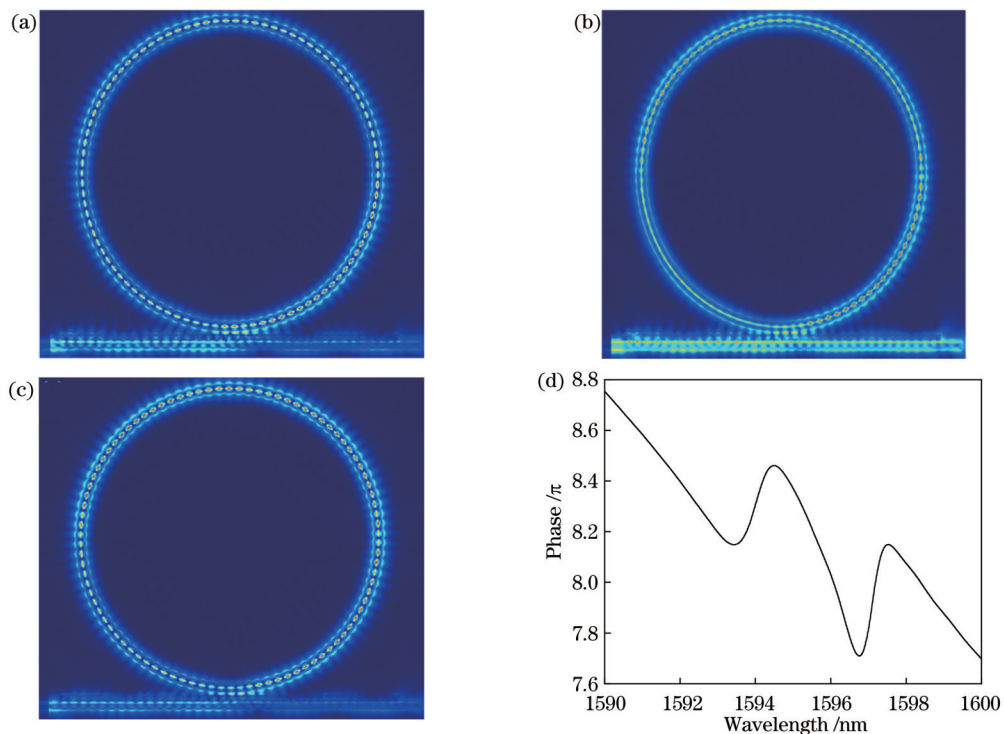


图 4 图 3 中 a、b、c 三点对应的电场图和相位图。(a) a 点的电场图;(b) b 点的电场图;(c) c 点的电场图;(d) 相位图

Fig. 4 Electric field diagrams and phase diagram corresponding to the three points a, b, and c in Fig. 3. (a) Electric field diagram of point a; (b) electric field diagram of point b; (c) electric field diagram of point c; (d) phase diagram

系统基本模型是由控制光场和探测光场分别与原子间的两种跃迁耦合产生的。在三能级系统中可以将直波导与纳米梁腔的耦合场视为探测场,将纳米梁腔和微环谐振腔的耦合场视为控制场。控制场决定是否出现 EIT 效应,而探测场的强度对 EIT 效应的振幅和透明

窗口的深度起着重要的调控作用^[37]。在三能级系统中两种跃迁分别为 $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$ 和 $|0\rangle \rightarrow |1\rangle \rightarrow |2\rangle \rightarrow |1\rangle$,依次为直接跃迁和间接跃迁。每个跃迁相位都会变化 $\pi/2$,因此,直接激发和间接激发之间的相位变化为 π ^[14],所以在 a 点和 b 点之间相位变化为 π ,关于这一点,可以

由图 4 中的电场分布和相位图来验证。

在 PCN-MRR 结构中,将一层石墨烯集成到微环谐振腔中,并用一层石墨烯覆盖在微环谐振腔上面,如图 5 所示。石墨烯的一个突出特点是它的导电性可以

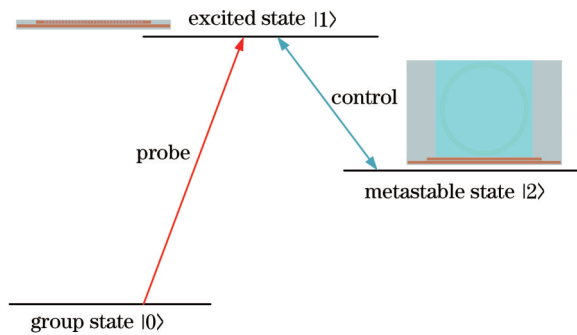


图 5 PCN-MRR 结构与产生 EIT 效应的三能级原子系统对应图

Fig. 5 Corresponding diagram of PCN-MRR structure and three-level atomic system producing EIT effect

通过费米能级来调节。如图 6(a)所示,随着费米能级从 0.35 eV 增加到 0.55 eV,类 EIT 窗口内的透射峰值发生了变化。因此,费米能级的增加,可以实现对透明窗口的开关调制。在石墨烯费米能级增加的过程中,透明窗口的位置并没有发生明显的变化,这表明该结构在光开关和光调制器方面有很大的应用潜力。从图 6(a)可以看出:当费米能级为 0.35 eV 时,几乎没有透明窗口,为关闭状态;当费米能级超过 0.45 eV 时,透明窗口变得更加明显,为打开状态。这是因为费米能级增加,石墨烯的金属性增强。但在实现对 EIT 效应的开关调控过程中,透明窗口的最大调制深度仅为 55% 左右。这是因为在入射光从直波导中耦合进纳米梁腔后,光在纳米梁腔中会产生反射,从而降低了激发微环谐振腔的能力,其次,在入射光从纳米梁腔耦合进微环谐振腔之后,弯曲损耗的存在,会降低光的利用率。利用三能级系统分析,则是因为探测场的强度不是太大。

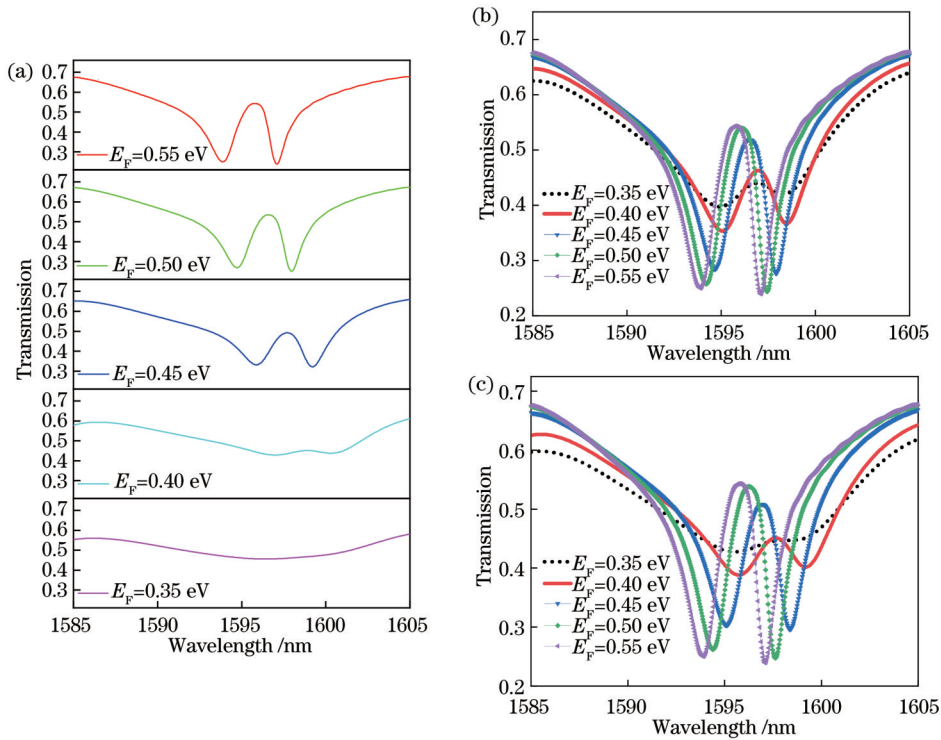


图 6 费米能级对 EIT 窗口的调控。(a)同时改变 G_1 与 G_2 的费米能级;(b)只改变 G_1 的费米能级;(c)只改变 G_2 的费米能级

Fig. 6 Regulation of the EIT window by the Fermi level. (a) Change the Fermi level of G_1 and G_2 at the same time; (b) change only the Fermi level of G_1 ; (c) change only the Fermi level of G_2

本文还通过调节不同石墨烯层的费米能级来实现对类 EIT 效应的调控。图 6(b)显示了 G_1 的费米能级从 0.35 eV 到 0.55 eV 变化时,EIT 窗口内透射峰值的变化。图 6(c)显示了 G_2 的费米能级从 0.35 eV 到 0.55 eV 变化时,EIT 窗口内透射峰值的变化。当石墨烯的费米能级为 0.55 eV 时,窗口内的透射峰峰值最大。随着费米能级的减小,透射窗口逐渐关闭。出现这种现象的原因是,当石墨烯的金属性减弱时,由亮模

式通过近场耦合来激发暗模式的能力逐渐减弱。此外,本文选取了特定波长下的电场分布图来验证费米能级对 EIT 效应的可调性,如图 7 所示。如图 7(a)所示,当费米能级为 0.55 eV 时,微环谐振腔被纳米梁腔由近场耦合间接激发,两种模式发生破坏性干涉。电场分布图表现为强电场由纳米梁腔向微环谐振腔发生转移,使得强电场主要集中在微环谐振腔中。当费米能级为 0.45 eV 时,由式(1)可知,石墨烯电导率减小。

而且,微环谐振腔作为暗模式,它表现出非常小的阻尼率^[33]。由于以上原因,微环谐振腔中的电场增强受到抑制,在图 7(b)中表现为微环谐振腔中的电场减弱,而纳米梁腔中的电场增强。当费米能级减小到 0.35 eV 时,从图 7(c)中可以发现,微环谐振腔中的

电场几乎被全部抑制,而纳米梁腔中的电场强度继续增强。这是因为费米能级减小,石墨烯的金属性减弱,而且纳米梁腔作为亮模式,表现出较大的阻尼率^[30],所以破坏性干涉消失。此时,入射波只能激发亮模式。

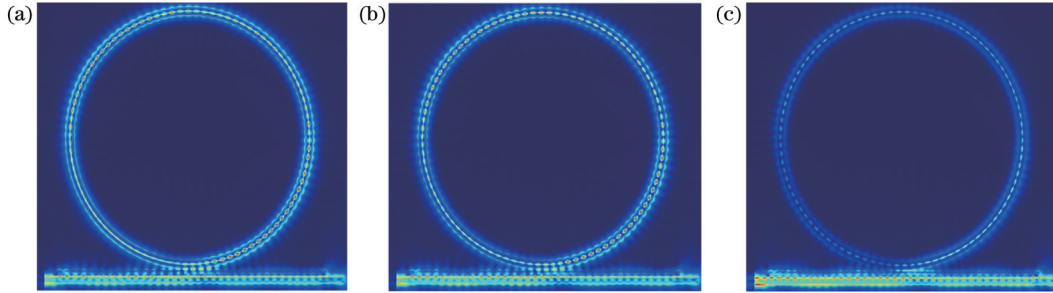


图 7 不同波长与费米能级对应的电场图。(a) $E_F=0.55$ eV, $\lambda=1595.75$ nm; (b) $E_F=0.45$ eV, $\lambda=1597.68$ nm; (c) $E_F=0.35$ eV, $\lambda=1597.27$ nm

Fig. 7 Electric field diagrams corresponding to Fermi level at different wavelengths. (a) $E_F=0.55$ eV, $\lambda=1595.75$ nm; (b) $E_F=0.45$ eV, $\lambda=1597.68$ nm; (c) $E_F=0.35$ eV, $\lambda=1597.27$ nm

4 几何参数对类 EIT 的调控

4.1 耦合距离与微环半径

除了研究石墨烯对 EIT 效应的主动调控之外,本文还研究了几何参数对 EIT 效应的调控,以及耦合距离和微环谐振腔半径在不同波长处对 EIT 效应的影响。如图 8(a)所示,当 g_{gap} 为 0.1 μm 时, EIT 窗口为关闭状态,纳米梁腔与微环谐振腔的近场耦合没有发生破坏性干涉,也没有出现透明窗口。随着 g_{gap} 的增加, EIT 窗口逐渐打开。当 $g_{\text{gap}}=0.12$ μm 时,透明窗口左右两侧的倾角表现为明显的非对称结构,导致窗口内的透射峰不太明显。当 $g_{\text{gap}}=0.14$ μm 时,透明窗口左右两侧的倾角表现出较好的对称性,窗口内的透射峰强度明显增强。当 $g_{\text{gap}}=0.16$ μm 时,在 1615 nm 处透明窗口表现为关闭状态,由于耦合距离增大,纳米梁腔和微环谐振腔之间没有发生近场耦合。图 8(b)为微环谐振腔半径 r 对 EIT 效应的影响。当半径 $r=4.4$ μm 时,由式(5)可知,半径过小, MRR 中波长在 1515 nm 和 1525 nm 之间没有发生谐振,入射波只能激发亮模式,没有出现透明窗口。由图 8(b)所示的透射谱可知,随着半径的增加,在纳米梁腔与微环谐振腔的近场耦合过程中,纳米梁腔激发微环谐振腔的能力逐渐减弱,入射波对微环谐振腔的激发能力逐渐占主要因素,从三能级系统来看,激发路径为 $|0\rangle \rightarrow |2\rangle$,破坏了 EIT 效应产生的路径,所以透明窗口逐渐关闭。因此,改变耦合距离与微环谐振腔半径,可以实现对透明窗口的“关—开—关”调控。

4.2 微槽宽度与反射器空气孔个数

微槽宽度对 EIT 窗口的影响如图 9(a)所示,当 $W_{\text{slot}}=0.0318$ μm 时,透射谱为 U 形谱线。这是因为 W_{slot} 过小,在微槽中能够谐振的光非常少,入射光只激

发了亮模式,而暗模式没有被激发,所以透射谱与纳米梁腔的透射谱相似。随着 W_{slot} 增大,暗模式被逐渐激发,在透射谱中表现为离散谱。当 $W_{\text{slot}}=0.0398$ μm 时,出现了 EIT 效应,与 $W_{\text{slot}}=0.0438$ μm 处的输出线型相比,它的半峰全宽较小。如果半峰全宽过大,则会产生串扰,因此为了提升器件的性能,将微槽宽度确定为 0.0398 μm 。图 9(b)为一维光子晶体纳米梁腔反射器中空气孔的个数 (B) 对 EIT 效应的影响。当 $B=8$ 时,输出谱线为洛伦兹线型,因为当 B 较小时,纳米梁腔中光没有充分谐振,导致亮模式没有被激发而耦合进纳米梁腔的光激发了暗模式,所以输出谱线为洛伦兹线型。随着 B 的增大,当 $B=10$ 时,入射光能够激发亮模式和暗模式,通过亮模式和暗模式的近场耦合产生 EIT 效应。随着 B 的继续增大,光在纳米梁腔中充分反射,用于激发暗模式的光逐渐减少,导致暗模式不能被充分激发,在透射谱中表现为 EIT 窗口关闭。为了更好地研究 EIT 效应,本文将反射器中空气孔的数量确定为 10。

5 其他性能分析

5.1 传感性能分析

周围环境折射率的微小变化会引起 EIT 窗口的明显偏移,因此它可以用于化学溶液传感应用。在模拟过程中,采用单波长检测法实现了对窗口偏移的检测,并通过 PCN-MRR 对周围介质折射率 n 变化的谐振响应,模拟了该结构对化学溶液测量的灵敏度。当 n 从 1 变到 1.08 时,透明窗口内的谐振峰从 1632.67 nm 红移到 1681.82 nm,如图 10(a)所示。化学溶液填充了微槽形波导,导致 PCN-MRR 与化学溶液的接触更加充分,使得 PCN-MRR 具有更高的灵敏度。从图 10(b)中可以看出,透明窗口谐振峰的波长变化与周围折

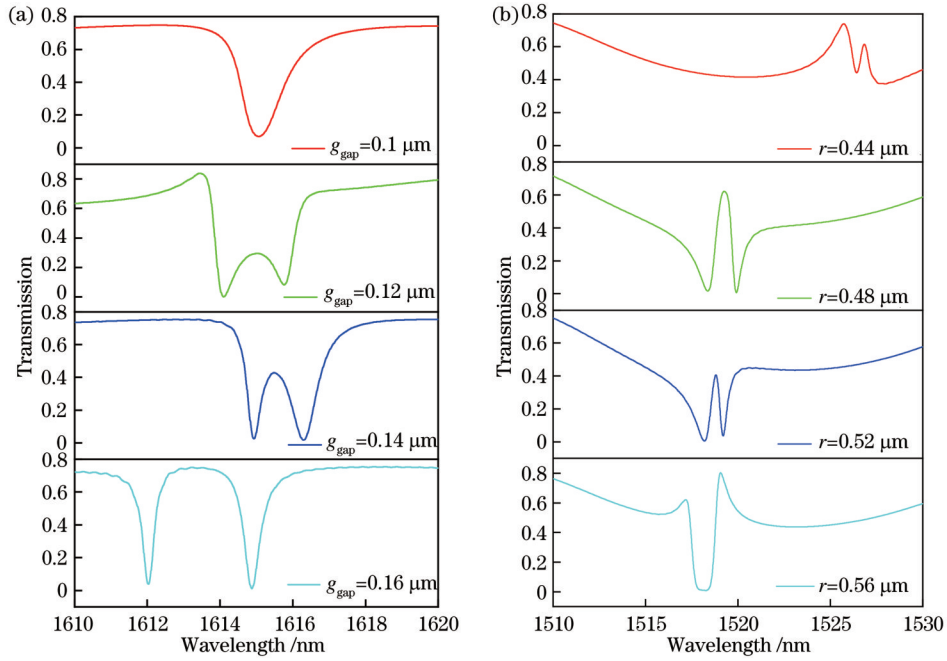


图 8 耦合距离与微环半径对 EIT 窗口的调控。(a) 耦合距离; (b) 微环半径

Fig. 8 Regulation of EIT windows by coupling distance and microring radius. (a) Coupling distance; (b) microring radius

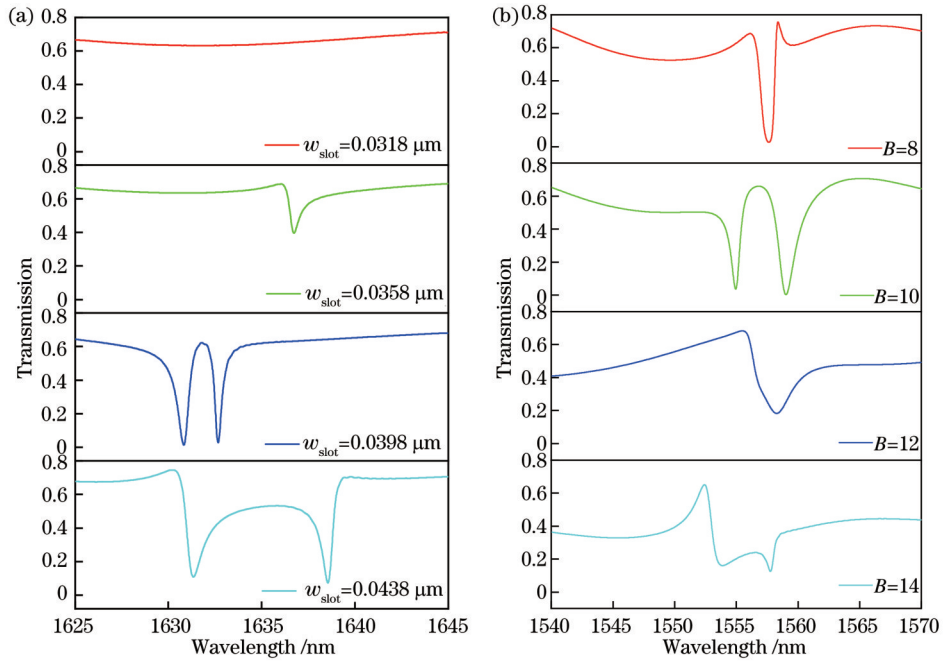


图 9 微槽宽度与空气孔个数对 EIT 窗口的调控。(a) 微槽宽度; (b) 空气孔个数

Fig. 9 Regulation of EIT windows by micro groove width and number of air holes. (a) Micro groove width; (b) number of air holes

射率的变化呈线性关系。众所周知,灵敏度(S)和品质因数(FOM)是反映器件传感性能的两个重要参数,其表达式为

$$S = \frac{\Delta\lambda}{\Delta n}, \quad (9)$$

$$F_{\text{FOM}} = \left| \frac{\Delta T}{T\Delta n} \right| = \left| \frac{T(\omega, n) - T(\omega, n_0)}{\Delta n T(\omega, n_0)} \right|, \quad (10)$$

式中: $\Delta\lambda$ 为透明窗口内谐振峰对应波长的偏移量; Δn 是化学溶液折射率的变化量; $T(\omega, n)$ 和 $T(\omega, n_0)$ 为加入和未加入化学溶液时的透射率; n 为化学溶液的折射率; n_0 为未加入化学溶液时的环境折射率。当化学溶液的折射率从 1 变到 1.08 时,PCN-MRR 的灵敏度为 614.4 nm/RIU, FOM 达到 370.8, 如图 10(b) 和图 10(c) 所示。

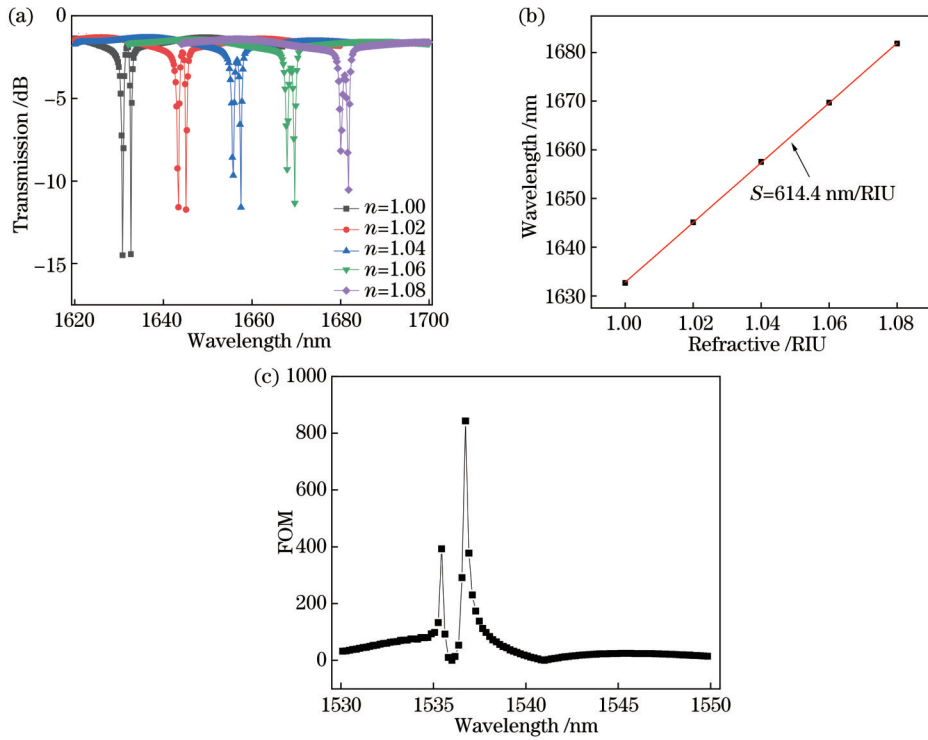


图 10 折射率传感分析结果。(a)不同折射率对应的透射谱;(b)灵敏度;(c)FOM

Fig. 10 Refractive index sensing analysis results. (a) Transmission spectrum for different refractive indices; (b) sensitivity; (c) FOM

5.2 慢光效应分析

在光传输过程中,传播常数与角频率不再呈线性关系,电磁波的相速度也随波长变化,使得器件的透射光谱发生色散^[29]。EIT效应在透明窗口内伴随有很强的色散效应,这将导致慢光效应^[30]。慢光效应可以通过两个重要参数来体现,分别为群延时 τ_d 和群指数 n_g

(图 11),可将其定义为

$$\tau_d = -\frac{d\varphi(\omega)}{d\omega}, \quad (11)$$

$$n_g = \frac{c}{t} \tau_d, \quad (12)$$

式中: $\varphi(\omega)$ 和 ω 为入射波的透射光谱的相位响应和角频率; c 为真空中的光速; t 为 PCN-MRR 结构的厚度。

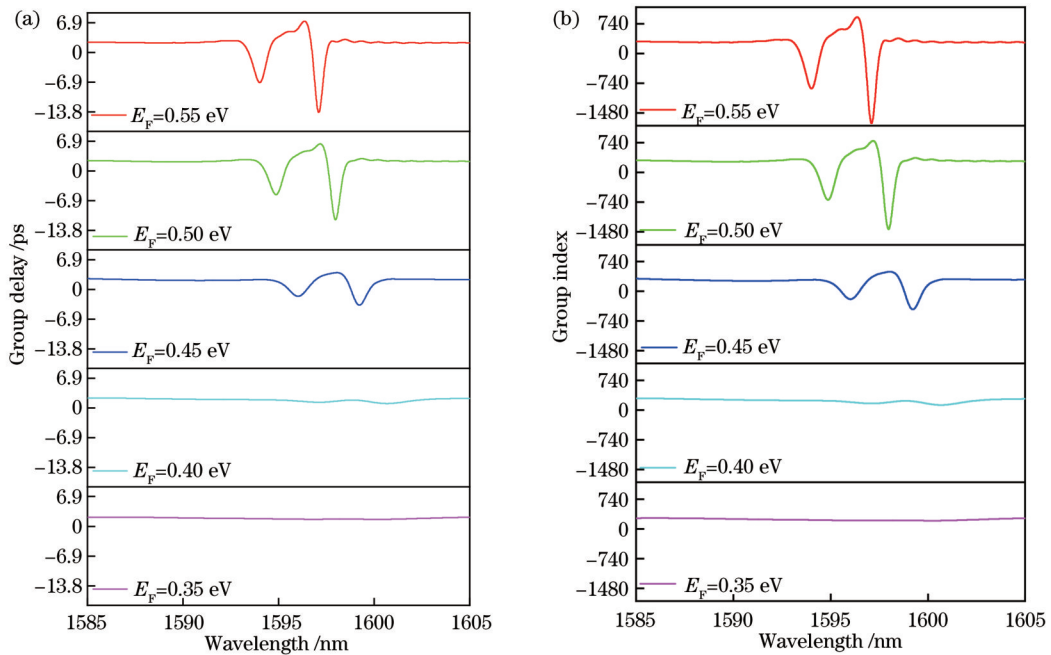


图 11 延迟性能分析结果。(a)群延时;(b)群指数

Fig. 11 Latency performance analysis results. (a) Group delay; (b) group index

从图 11 可以看出,随着费米能级的减小,群延迟和群指数逐渐减小,如图 11(a)和图 11(b)所示。当费米能级为 0.55 eV 时,本文所提结构的群延迟为 7.1 ps,群指数为 895。如表 1 所示,本文所提结构的

群延迟和群折射率与文献[14]、文献[29]和文献[30]相当。因此,本文所提结构为设计结构紧凑的慢光器件提供了一种可行方案。

表 1 不同器件性能的比较

Table 1 Performance comparison of different devices

Reference	Structure	Material	Group delay /ps	Group index	Modulation depth /%
Ref. [14]	MR-MSR	Graphene	1.47	400	75
Ref. [28]	CRS-VSRR-HSRR	Graphene and silver	4.47	—	94.39
Ref. [29]	SRR	Graphene	1.57	—	90
Ref. [30]	CW-SRRs	Si and graphene	5.72	—	95
Ref. [33]	MRRs	Si and graphene	—	—	90
Proposed	PCN-MRR	Si and graphene	7.1	895	55

6 结 论

亮暗模式之间的近场耦合,产生了破坏性干涉,导致了类 EIT 效应。本文利用三能级原子系统结合 PCN-MRR 结构解释了产生类 EIT 效应的物理机制,而且在只考虑结构内部损耗的前提下,建立了 EIT 效应产生的数值模型。在 EIT 效应的调控过程中,将两层石墨烯集成到微环谐振腔之后,通过改变石墨烯的费米能级实现了对类电磁诱导透明效应的动态调谐。3D-FDTD 仿真表明,石墨烯费米能级的变化可以在特定的谐振波长下完成对 EIT 效应的“关—开—关”调控,而且随着费米能级的变化,类 EIT 窗口的位置基本没有发生变化。此外,电场分布图进一步表明,石墨烯金属性的变化对 EIT 效应的控制起到了关键性的作用。最后,对该结构的传感特性和延迟特性的研究表明,该结构在传感领域和慢光器件的研究方面有良好的应用前景。

参 考 文 献

- [1] Xia H, Sharpe S J, Merriam A J, et al. Electromagnetically induced transparency in atoms with hyperfine structure[J]. *Physical Review A*, 1997, 56(5): R3362-R3365.
- [2] Lukin M D, Imamoglu A. Controlling photons using electromagnetically induced transparency[J]. *Nature*, 2001, 413(6853): 273-276.
- [3] Zhang Y P, Brown A W, Xiao M. Opening four-wave mixing and six-wave mixing channels via dual electromagnetically induced transparency windows[J]. *Physical Review Letters*, 2007, 99(12): 123603.
- [4] Du Y G, Zhang Y P, Zuo C C, et al. Controlling four-wave mixing and six-wave mixing in a multi-Zeeman-sublevel atomic system with electromagnetically induced transparency[J]. *Physical Review A*, 2009, 79(6): 063839.
- [5] Zhang Y Q, Wu Z K, Belic M R, et al. Photonic floquet topological insulators in atomic ensembles[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2015, 9(3): 331-338.
- [6] Xu Q F, Sandhu S, Povinelli M L, et al. Experimental realization of an on-chip all-optical analogue to electromagnetically induced transparency[J]. *Physical Review Letters*, 2006, 96(12): 123901.
- [7] Yang X D, Yu M B, Kwong D L, et al. All-optical analog to electromagnetically induced transparency in multiple coupled photonic crystal cavities[J]. *Physical Review Letters*, 2009, 102(17): 173902.
- [8] Zhang J, Bai W L, Cai L K, et al. Observation of ultra-narrow band plasmon induced transparency based on large-area hybrid plasmon-waveguide systems[J]. *Applied Physics Letters*, 2011, 99(18): 181120.
- [9] Kekatpure R D, Barnard E S, Cai W S, et al. Phase-coupled plasmon-induced transparency[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 104(24): 243902.
- [10] Chai Z, Hu X Y, Zhu Y, et al. Low-power and ultrafast all-optical tunable plasmon-induced transparency in plasmonic nanostructures[J]. *Applied Physics Letters*, 2013, 102(20): 201119.
- [11] Shi P, Zhou G Y, Deng J, et al. Tuning all-optical analog to electromagnetically induced transparency in nanobeam cavities using nanoelectromechanical system[J]. *Scientific Reports*, 2015, 5: 14379.
- [12] Xiao B G, Tong S J, Fyffe A, et al. Tunable electromagnetically induced transparency based on graphene metamaterials[J]. *Optics Express*, 2020, 28(3): 4048-4057.
- [13] Yahiaoui R, Burrow J A, Mekonen S M, et al. Electromagnetically induced transparency control in terahertz metasurfaces based on bright-bright mode coupling[J]. *Physical Review B*, 2018, 97(15): 155403.
- [14] Cao P F, Li Y, Wu Y Y, et al. Electromagnetically induced transparency-like terahertz graphene metamaterial with tunable carrier mobility[J]. *IEEE Sensors Journal*, 2021, 21(13): 14799-14806.
- [15] Kim T T, Kim H D, Zhao R K, et al. Electrically tunable slow light using graphene metamaterials[J]. *ACS Photonics*, 2018, 5(5): 1800-1807.
- [16] Wang P Y, Jin T, Meng F Y, et al. Numerical investigation of nematic liquid crystals in the THz band based on EIT sensor[J]. *Optics Express*, 2018, 26(9): 12318-12329.
- [17] Yahiaoui R, Manjappa M, Srivastava Y K, et al. Active control and switching of broadband electromagnetically induced transparency in symmetric metadevices[J]. *Applied Physics Letters*, 2017, 111(2): 021101.
- [18] 刘春娟, 桑常林, 吴小所, 等. 一维光子晶体槽型微环谐振器及其传感特性[J]. *光学学报*, 2020, 40(24): 2413002.
- [19] Liu C J, Sang C L, Wu X S, et al. One-dimensional photonic crystal groove microring resonators and its sensing characteristics [J]. *Acta Optica Sinica*, 2020, 40(24): 2413002.
- [19] 刘春娟, 王嘉伟, 吴小所, 等. 一种光栅辅助狭缝微环谐振器的传感特性[J]. *光学学报*, 2022, 42(16): 1613001.
- [19] Liu C J, Wang J W, Wu X S, et al. Sensing characteristics of a grating-assisted slit micro-ring resonator[J]. *Acta Optica Sinica*,

- 2022, 42(16): 1613001.
- [20] Hryniewicz J V, Absil P P, Little B E, et al. Higher order filter response in coupled microring resonators[J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2000, 12(3): 320-322.
- [21] Kim K H, Fan X D. Surface sensitive microfluidic optomechanical ring resonator sensors[J]. Applied Physics Letters, 2014, 105(19): 191101.
- [22] Wu W, Sun Q B, Wang G X, et al. Tunable all-optical AND logic gates via four-wave mixing based on graphene-on-silicon slot microring resonators[J]. Optics & Laser Technology, 2021, 138: 106926.
- [23] Totsuka K, Kobayashi N, Tomita M. Slow light in coupled-resonator-induced transparency[J]. Physical Review Letters, 2007, 98(21): 213904.
- [24] Zheng C, Jiang X S, Hua S Y, et al. Controllable optical analog to electromagnetically induced transparency in coupled high-Q microtoroid cavities[J]. Optics Express, 2012, 20(16): 18319-18325.
- [25] Xu Q F, Dong P, Lipson M. Breaking the delay-bandwidth limit in a photonic structure[J]. Nature Physics, 2007, 3(6): 406-410.
- [26] Scheuer J, Sukhorukov A A, Kivshar Y S. All-optical switching of dark states in nonlinear coupled microring resonators[J]. Optics Letters, 2010, 35(21): 3712-3714.
- [27] Han S, Cong L F, Gao F, et al. Observation of Fano resonance and classical analog of electromagnetically induced transparency in toroidal metamaterials[J]. Annalen Der Physik, 2016, 528(5): 352-357.
- [28] Chen M M, Xiao Z Y, Lu X J, et al. Simulation of dynamically tunable and switchable electromagnetically induced transparency analogue based on metal-graphene hybrid metamaterial[J]. Carbon, 2020, 159: 273-282.
- [29] Fan C Z, Ren P W, Jia W, et al. Tunable plasmon induced transparency in patterned graphene metamaterial with different carrier mobility[J]. Superlattices and Microstructures, 2019, 136: 106295.
- [30] Xiao S Y, Wang T, Liu T T, et al. Active modulation of electromagnetically induced transparency analogue in terahertz hybrid metal-graphene metamaterials[J]. Carbon, 2018, 126: 271-278.
- [31] Wang X P, Kong M, Xu Y M. Slotted photonic crystal microring resonators[J]. Fiber and Integrated Optics, 2017, 36(1/2): 91-100.
- [32] 冷柏锐, 陈沐谷, 蔡定平. 超构器件的设计、制造与成像应用[J]. 光学学报, 2023, 43(8): 0822001.
- Leng B R, Chen M G, Cai D P. Design, fabrication, and imaging of meta-devices[J]. Acta Optica Sinica, 2023, 43(8): 0822001.
- [33] Zhou X T, Zhang T, Yin X, et al. Dynamically tunable electromagnetically induced transparency in graphene-based coupled micro-ring resonators[J]. IEEE Photonics Journal, 2017, 9(2): 6600609.
- [34] Dean C R, Young A F, Meric I, et al. Boron nitride substrates for high-quality graphene electronics[J]. Nature Nanotechnology, 2010, 5(10): 722-726.
- [35] Xu W, Zhu Z H, Liu K, et al. Toward integrated electrically controllable directional coupling based on dielectric loaded graphene plasmonic waveguide[J]. Optics Letters, 2015, 40(7): 1603-1606.
- [36] 曾丽珍, 欧泽涛, 杨宏艳, 等. 石墨烯-金属纳米线阵列增敏等离子体光纤传感器[J]. 光学学报, 2022, 42(19): 1906002.
- Zeng L Z, Ou Z T, Yang H Y, et al. Sensitivity improvement of plasmonic optical fiber sensors with graphene-metal nanowire array[J]. Acta Optica Sinica, 2022, 42(19): 1906002.
- [37] 孙燕芬. 腔内单 A 型三能级原子的电磁诱导透明[D]. 兰州: 兰州大学, 2011.
- Sun Y F. Electromagnetic induced transparency of a single A-type three-level atom in a cavity[D]. Lanzhou: Lanzhou University, 2011.

Assisted Microring Resonator Based on One-Dimensional Photonic Crystal Nanobeam Cavity

Zhang Jiangfeng¹, Liang Longxue¹, Li Yao^{1*}, Wu Xiaosuo^{1,2}, Wang Jiawei¹, Sun Chenglong¹

¹School of Electronic and Information Engineering, Lanzhou Jiaotong University, Lanzhou 730070, Gansu, China;

²Key Lab of Opt-Electronic Technology and Intelligent Control of Ministry of Education, Lanzhou Jiaotong University, Lanzhou 730070, Gansu, China

Abstract

Objective With the application potential of dynamic tunability of electromagnetically induced transparency (EIT) effect group delay in optical communication, the EIT effect has been widely studied in recent years. To improve the group delay performance, we propose a structure of nanobeam cavity-coupled microring resonator. Meanwhile, to realize its application value through EIT effect regulation, we integrate two layers of graphene into the microring resonator structure assisted by the one-dimensional photonic crystal nanobeam cavity, and the active EIT effect regulation is achieved by adjusting the Fermi level of graphene. During changing the Fermi level of graphene, the active regulation of its group delay is also realized. Additionally, since the harsh experimental conditions such as extremely low experimental temperature, high-intensity light source, and huge experimental equipment should be met to achieve EIT in the quantum field, EIT development is greatly limited. With the development of photonics, realizing the EIT effect in photonics will avoid harsh experimental conditions and accelerate the research on the EIT effect. Whether the EIT effect can be realized

in a simple and compact device is a problem worth studying.

Methods There are two main research methods employed in this thesis, including the finite difference time domain (FDTD) method and the three-level atomic system research method. The three-level atomic system research method is the theoretical physical mechanism analysis of the EIT effect in the device. In the proposed system, the nanobeam and the microring resonator are the bright mode and dark mode respectively. In the three-level atomic system, the bright mode is considered the excited state, the dark mode is the metastable state, and the incident wave without any excitation is the ground state. The EIT effect arises from the mutual excitation between the three energy levels, which are direct and indirect. Since the phase difference occurs when there are transitions among different energy levels, the phase difference between direct and indirect excitation is π . This can be verified from Fig. 4, and the FDTD method is adopted to simulate the device. The main performance is the simulation of the output line type of the EIT effect when the Fermi level of graphene is changed. Additionally, the influence of microring radius and coupling distance on the EIT effect is simulated, and the switching regulation of the EIT effect is realized by changing the microring radius and coupling distance. Finally, the FDTD method is utilized to simulate the sensing characteristics and slow light effect of the proposed structure. In the study of the slow light effect, the Fermi energy level change of graphene realizes the group delay regulation.

Results and Discussions In this thesis, the coupling structure of a one-dimensional photonic crystal nanobeam cavity and a slot-type microring resonator is adopted, and two layers of graphene are integrated into the microring resonator (Fig. 1). The nanobeam cavity and the microring resonator are coupled as the bright mode and dark mode through near-field coupling, and destructive interference occurs to result in EIT effect. The bright mode in the nanobeam cavity is continuous, while that in the microring resonator is discrete (Fig. 3). By changing the Fermi level of graphene, the switching regulation of the transparent window can be realized in Fig. 6, and the Fermi level change also realizes the regulation of group delay regulation in Fig. 10. Equation (1) indicates that the increasing Fermi level of graphene leads to rising graphene conductivity and metallicity. Meanwhile, Fig. 2(b) reveals that when the Fermi level of graphene increases, the graphene loss decreases. These are the reasons for regulating the transparent window switch. In this thesis, when explaining the physical mechanism of the EIT effect, the three-level atomic system theory is introduced to take incident light, nanobeam cavity, and microring resonator as ground state, excited state, and metastable state respectively. In changing the coupling distance and radius of the microring resonator, the switching regulation of the transparent window is also realized (Fig. 8). because under the increased coupling distance, the near-field coupling between the nanobeam cavity and the microring resonator will not occur, which will close the transparent window. Equation (4) indicates that the radius is small, the microring resonator wavelength does not resonate between 1515 nm and 1525 nm, and the incident wave can only excite the bright mode, with the closed window.

Conclusions We propose a coupling system between the nanobeam cavity and microring resonator, which produces an EIT-like effect due to near-field coupling between bright and dark modes and destructive interference. In this thesis, the three-level atomic system combined with the photonic crystal nanobeam cavity assisted microring resonator (PCN-MRR) structure is adopted to explain the physical mechanism of the EIT-like effect. Additionally, a numerical EIT effect model is built with the internal losses of the structure only considered. While regulating the EIT effect, this thesis realizes the dynamic tuning of the EIT effect by integrating two layers of graphene into the microring resonator. The three-dimensional finite difference time domain (3D-FDTD) simulation shows that the change of graphene Fermi level can complete the on-off regulation of the EIT effect at a specific resonant wavelength, and the position of the EIT-like window does not change with the Fermi level. The electric field distribution further shows that the graphene metallicity change plays a key role in EIT effect control. Finally, our research on sensing characteristics and delay characteristics of the structure shows that the sensitivity is 614.4 nm/RIU and the factor of quality (FOM) is 370.8, with a group delay of 7.1 ps and a group index as high as 895. Thus, it has application prospects in the sensing field and the research on slow optical devices.

Key words electromagnetically induced transparency; nanobeam cavity; microring resonator; graphene; integrated optics