

基于 Parity-Time 对称结构极点效应构建光学三极管模型

方云团^{*}, 黄琦涛, 方婧茹, 江晓明^{**}

江苏大学计算机科学与通信工程学院, 江苏 镇江 212013

摘要 为了构建光学三极管模型, 设计了一个基于半导体磁性材料 InSb 的 PT (parity-time) 对称耦合微腔的结构模型。通过结构参数优化, 产生了 PT 对称结构磁场强耦合的极点效应。在极点频率附近, 通过改变输入电流信号改变施加在磁性材料上的磁感应强度, 实现极点状态下信号的放大输出。这种放大可以是同相, 也可以是反相, 该设计实现了特殊光学三极管模型。

关键词 光学器件; 激光光学; parity-time 对称耦合微腔; 光学三极管; 同相放大; 反相放大

中图分类号 TN929.11

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202242.0123001

Model of Optical Triode Based on Pole Effect of Parity-Time Symmetric Structure

Fang Yuntuan^{*}, Huang Qitao, Fang Jingru, Jiang Xiaoming^{**}

School of Computer Science and Telecommunication Engineering, Jiangsu University, Zhenjiang, Jiangsu 212013, China

Abstract In order to construct an optical triode model, a PT (parity-time) symmetric coupled microcavity with the semiconductor magnetic material InSb is designed. By optimizing structure parameters, the pole effect of PT symmetric structure with strong magnetic coupling is achieved. By changing the input current signal into the change of the applied magnetic field to magnetic materials near the pole frequency, the input current signal at the pole state can be amplified. The amplification can be either in phase or out phase. As a result, a special optical triode model is realized.

Key words optical devices; laser optics; parity-time symmetric coupled cavity; optical triode; amplification in phase; amplification out phase

1 引言

现代光通信系统对具有特殊功能的新型光学元器件的需求越来越多, 例如全光二极管、光缓存器、光谐振腔和光存储器等。这些元器件的设计大多需要借助材料的光学效应, 例如电光效应、磁光效应和非线性效应等。很多情况下光学器件面临光学效应不足和材料损耗的问题, 例如利用非线性光学效应来设计光学二极管时需要将非线性材料设计成非对称结构, 这类结构虽然能够实现非互易的光传输, 但

是正向透射率不高, 正反向透射率的对比度也不是很大^[1]。虽然目前研究人员已对很多电子元器件进行了研究, 但是对光学三极管的研究还比较少。究其原因难以寻找弱信号控制强信号的机制。为了实现光学三极管, 有研究者尝试构建了一种由石墨烯纳米机械振子与微波腔耦合的石墨烯光机械系统^[2]。该系统是由一束频率为 ω_p 的较强泵浦场和一束频率为 ω_s 的较弱信号光来驱动的, 微波腔在蓝边带下通过调节泵浦场功率强度, 使系统经历一个从吸收到参数放大的过程, 从而实现信号放大。也

收稿日期: 2021-06-21; 修回日期: 2021-06-25; 录用日期: 2021-07-19

通信作者: *fang_yt1965@sina.com; **164066974@qq.com

有研究者为了克服基于掺铒光纤放大器的光学三极管的频率限制^[3],基于级联波长转换器,利用两个反射型半导体光放大器的交叉增益调制设计出全光三极管^[4]。还有研究者在铈酸锂超晶格中利用电诱导二次级联的方法实现光三极管^[5],在电光调制下经过二次谐波和参数下转换过程实现了弱光的放大。但上述机制都涉及光学非线性过程,导致设计的复杂度较高,功率放大的程度受限。为了突破传统光子器件的技术瓶颈,本文引入增益和损耗介质按照一定要求分布的光学 PT (parity-time) 对称结构^[6-9]。PT 对称的概念来自量子力学,P 代表空间反演算符或宇称算符,T 是时间反演算符。PT 对称指的是系统的 PT 算符与哈密顿算符对易,对于满足 PT 对称的系统,其哈密顿量不需要是厄米的,也能满足本征值是实数的条件。PT 对称结构指的是结构中材料折射率分布满足实部偶对称、虚部奇对称的条件。PT 对称结构可用对称态、对称破缺态以及由对称态向对称破缺态过渡的临界点-奇点来描述,在奇点处会显示出特殊的性质。除奇点外,在 PT 对称结构破缺态还存在一些离散的极点,极点处结构散射矩阵的 2 个本征值互为倒数,它们分别对应受激放大模式(透射和反射趋近无穷大)和相干完美吸收模式^[10-11]。但是,当前研究人员的研究重点是奇点,对 PT 对称极点的研究比较少,利用 PT 对称结构极点增强光学效应的研究更是少之又少。其原因是:PT 对称的极点模式常常是孤立和静态的,没有与其他光学效应相结合,无法产生广泛的应用。鉴于此,本文构造 PT 对称耦合微腔和磁微腔的复合结构,将材料的弱磁光效应与 PT 对称结构的极点状态相结合,以产生非寻常的放大。极点下的信号放大类似对晶体管集电极处直流电提供能量的放大,外部变化的磁场类似基极输入的弱信号,在基极弱信号调制下极点的输出信号类似三极管的放大输出信号,从而实现了以弱控强的功能。

2 结构模型

图 1(a)为光学三极管模型示意图,入射光输入 PT 对称微腔后会产生极点放大输出。弱输入电信号在极点放大条件下会变成放大的光信号。和图 1(a)对应的实际模型结构如图 1(b)所示,该模型为 PT 对称耦合微腔结构,沿 z 轴放置。G 层和 L 层分别为介质层,A 层和 A_1 层都为空气层,厚度不同。两侧的 P 层为等腰三角形的耦合棱镜。入射

面为 xz 平面(纸面),H 极化的光波(H_y 、 E_x 和 E_z 三个分量)垂直入射到耦合棱镜的外表面,此时光波在棱镜内表面的入射角等于棱镜底角 θ 。为了让光波在 G 层和 L 层产生耦合共振,结构参数和入射光波波长要满足一定条件。首先让光波在棱镜内表面产生全反射,此时棱镜底角 θ 要大于全反射的临界角;其次空气层 A 和 A_1 的厚度要小于入射波长,以便使得消逝场能进入 G 层和 L 层;G 层和 L 层的光学厚度近似等于半波长的整数倍。消逝波进入 G 层和 L 层后,由于电磁波在空气层均为消逝场,电磁波在 G 层和 L 层的前后 2 个端面均存在反射,形成共振微腔。但 G 层和 L 层又通过 A_1 层产生耦合效应,形成 2 个耦合微腔,产生耦合共振。为了实现磁光调制,将 G 层和 L 层材料设为半导体材料 InSb,这是一种具有磁光效应的光学材料。在没有外加磁场时,InSb 的介电常数是个常量;当沿 y 轴

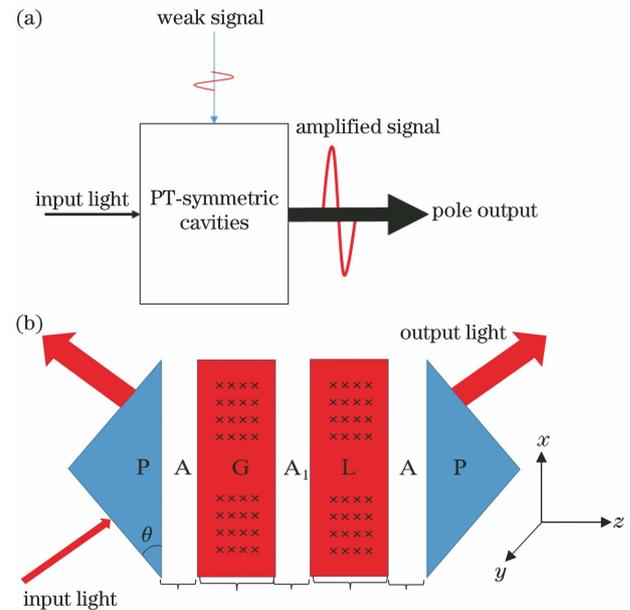


图 1 D 结构设计。(a) 光学三极管模型示意图;(b) 实际模型结构,G 层和 L 层由半导体磁性材料 InSb 组成,“×”号代表外加磁场的方向(沿 $-y$ 方向)

Fig. 1 Design of structure. (a) Schematic of optical triode model; (b) actual model structure (layers G and L are made of InSb; sign of “×” denotes direction of magnetic field, which is $-y$ direction)

方向施加磁场,其介电常数变为张量形式,可以写成^[12]:

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \begin{bmatrix} \varepsilon_1 & 0 & -i\varepsilon_2 \\ 0 & \varepsilon_3 & 0 \\ i\varepsilon_2 & 0 & \varepsilon_1 \end{bmatrix}, \quad (1)$$

其中非对角元素 ε_2 决定材料的磁光效应, ε_1 、 ε_2 和

ϵ_3 可表示为

$$\epsilon_1 = \epsilon_\infty - \frac{\omega_p^2(\omega + i\gamma)}{\omega[(\omega + i\gamma)^2 - \omega_c^2]} + \epsilon_{ph}, \quad (2)$$

$$\epsilon_2 = -\frac{\omega_p^2\omega_c}{\omega[(\omega + i\gamma)^2 - \omega_c^2]}, \quad (3)$$

$$\epsilon_3 = \epsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega} + \epsilon_{ph}, \quad (4)$$

式中: ω 为入射波的角频率; ϵ_∞ 为高频极限介电常数; ω_p 为等离子体频率; $\omega_c = \frac{eB}{m^*}$ 为由磁感应强度 B 来控制的电子回旋频率, e 为电子电荷; γ 为电子碰撞频率; $m^* = 0.014m_e$ 为电子的有效质量, m_e 为电子质量; ϵ_{ph} 为声子阻尼率,其表达式为

$$\epsilon_{ph} = \epsilon_\infty \left(\frac{\omega_t^2 - \omega_l^2}{\omega_t^2 - \omega^2 - i\gamma_{ph}\omega} \right), \quad (5)$$

式中: ω_t 和 ω_l 分别为横向和纵向光学声子频率。从(3)式可以看出,非对角元素 ϵ_2 受外加磁场的调制。在入射面为 xz 平面、入射光为 H 极化波的情况下,电位移和电场矢量都在 xz 平面, ϵ_3 对传输结果没有影响。 γ 和 ω_p 为依赖于温度的 Drude 模型参数,可以通过拟合反射和透射光谱来确定,结果如表 1 所示^[13]。

表 1 依赖于温度的 Drude 模型的参数 ω_p 和 γ

Table 1 Temperature dependent Drude model parameters ω_p and γ

Temperature /K	$\frac{\omega_p}{2\pi}$ /THz	γ /THz	B /T
180	0.35±0.05	1.05±0.05	0.180
220	0.80±0.02	1.19±0.03	0.180
260	1.45±0.02	1.50±0.05	0.165
295	2.11±0.03	1.65±0.05	0.150

为了实现 PT 对称结构,G 层和 L 层的复数介电常数(或折射率)要满足共轭的条件,介电常数负的虚部代表增益,正的虚部代表损耗。对于介电张量,本文只考虑主对角元,在 G 层和 L 层介电张量的主对角元上分别加上 $-i\tau$ 和 $+i\tau$,形成共轭的复数,G 层和 L 层变为增益和损耗介质,它们的介电张量分别为

$$\left\{ \begin{aligned} \boldsymbol{\epsilon}_G &= \begin{bmatrix} \epsilon_1 - i\tau & 0 & -i\epsilon_2 \\ 0 & \epsilon_3 - i\tau & 0 \\ i\epsilon_2 & 0 & \epsilon_1 - i\tau \end{bmatrix}, \\ \boldsymbol{\epsilon}_L &= \begin{bmatrix} \epsilon_1 + i\tau & 0 & -i\epsilon_2 \\ 0 & \epsilon_3 + i\tau & 0 \\ i\epsilon_2 & 0 & \epsilon_1 + i\tau \end{bmatrix}, \end{aligned} \right. \quad (6)$$

(6)式中非对角元的存在使结构不能完全满足 PT 对称条件,但非对角元相比对角元非常小,不影响结构的 PT 对称极点效应。对实际增益介质和损耗介质的制备一般可以通过在介质里面掺杂不同浓度的量子阱来实现^[14]。

增益层和损耗层中的模场演化可以用耦合模理论来分析,建立如下方程^[7]:

$$\begin{cases} da_1/dt = -i(\omega_0 + ig)a_1 - ika_2, \\ da_2/dt = -i(\omega_0 + i\nu)a_2 - ika_1, \end{cases} \quad (7)$$

式中: a_1 和 a_2 分别是增益层内增益场和损耗层内损耗场的模场振幅; ω_0 表示具有相同厚度的两个谐振器固有的谐振频率; g 和 ν 分别是增益和损耗系数,在满足 PT 对称条件下 $\nu = -g$,其大小与 τ 有关; k 是耦合系数。假设系统的模场随时间的变化满足 $\exp(-i\omega t)$ 的形式,则有^[7]

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} = -i\omega \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix}. \quad (8)$$

结合(7)、(8)式得出本征矩阵方程为

$$\begin{bmatrix} \omega_0 + ig & k \\ k & \omega_0 + i\nu \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} = \omega \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix}, \quad (9)$$

将 $\nu = -g$ 代入,解得

$$\omega = \omega_0 \pm \sqrt{k^2 - g^2}, \quad (10)$$

(10)式决定了系统的状态。当 $k > g$ 时,对于 ω ,存在两个实数值表示系统处于 PT 对称态;当 $k < g$ 时,对于 ω ,存在两个复数值表示系统处于 PT 对称破缺态;当 $k = g$ 时,存在 PT 对称态和 PT 对称破缺态的临界点,对应的解为两个相等的实数 ω_0 ,称为奇点。根据文献[10-11],在 PT 对称结构破缺态系统还存在一些离散的极点。在本文设计的结构中,PT 对称耦合微腔在磁场信号的调制下产生特殊的极点效应。在极点状态下,结构的透射率被特殊放大。如果将弱模拟电流信号转化为磁场信号,通过磁场调制结构的透射率,就能达到放大信号的目的。此时,无磁场情况下结构的极点输出信号类似电子三极管集电极直流电的输出,变化的磁场类似电子三极管基极的输入信号。

3 结果和分析

根据第 2 节的分析,要形成 PT 对称耦合微腔,同时要让磁光效应调制 PT 对称结构的传输特性,必须对结构参数进行优化。棱镜的折射率 $n_p = 3.48$,空气层(折射率为 1)界面的全反射临界角等于 16.7° 。经过多次尝试,最终确定 A、G、L、 A_1 层

的厚度分别为 $d_A = 600 \text{ nm}$, $d_G = d_L = 1500 \text{ nm}$, $d_{A_1} = 300 \text{ nm}$ 。令 $\epsilon_\infty = 15.6$, $\omega_l/2\pi = 5.90 \text{ THz}$, $\omega_1/2\pi = 5.54 \text{ THz}$, $\gamma_{ph} = 3.77 \text{ THz}^{[10-11]}$, $T = 295 \text{ K}$, 可得 $\omega_p/2\pi = 2.11 \text{ THz}$, $\gamma = 1.65 \text{ THz}$, $B = 0.15 \text{ T}$, 这样就可以算出 G 层和 L 层的介电张量 ϵ 。令入射角 $\theta = 45^\circ$, 通过传输矩阵法计算结构的透射谱, 结果如图 2 所示, 横坐标为入射光波频率, 纵坐标为结构的透射率, 透射率定义为透射光波振幅与入射光波振幅之比。由图 2 可以看出, $\tau = 0$ 时会出现两个峰值为 1 的峰, 对应于 (10) 式的两个实数解。在其他结构参数不变的情况下, 适当增加 τ 的大小, 由图 2(b) 和图 2(c) 可以看出, 随着 τ 值的增大, 两个峰值逐渐趋于合并, 并且右侧峰值在增大。其原因是: 随着 τ 的增大, (10) 式中 g 的值也在增大, 两个实

数解的值也越来越接近。继续增大 τ 值, 当 $k < g$ 时, 两个实数解合二为一, 这时两个峰值会完全合并, 进入 PT 对称破缺态, 该情况下 (10) 式存在一对共轭的复数解。在 τ 达到 0.7742 时, 如图 2(d) 所示, 透射峰值在 $f = 29.6989 \text{ THz}$ 处产生一个跃升, τ 达到 2252, 这就是该系统的极点状态, 在极点状态下反射率也接近透射率, 出现异常放大。在该状态下, 透射率和反射率都对磁场大小非常敏感。极点状态下结构满足微腔耦合共振的条件: 入射光频率 $f = 29.6989 \text{ THz}$, 对应真空中红外波长 $10.1 \mu\text{m}$, 空气层的厚度都小于该波长; 在该频率处 G 层和 L 层介电张量的对角元实部对应的折射率为 3.94, 光学厚度为 $5.91 \mu\text{m}$, 大于半波长 $5.05 \mu\text{m}$ 。

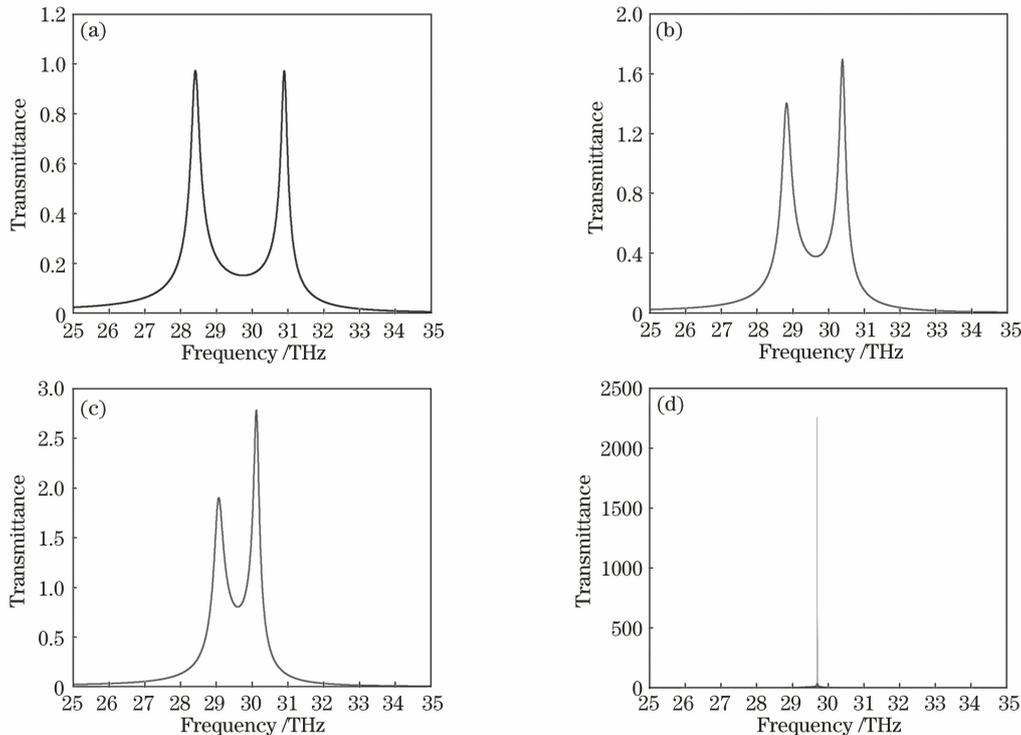


图 2 τ 变化时的透射谱。(a) $\tau = 0$; (b) $\tau = 0.5000$; (c) $\tau = 0.7000$; (d) $\tau = 0.7742$

Fig. 2 Transmission spectra for different τ . (a) $\tau = 0$; (b) $\tau = 0.5000$; (c) $\tau = 0.7000$; (d) $\tau = 0.7742$

为了验证 $\tau = 0.7742$ 和频率 $f = 29.6989 \text{ THz}$ 时的极点效应, 本文利用 COMSOL 软件进行仿真, 结果如图 3 所示。入射波磁场强度为 1 A/m 时, 两个 PT 对称耦合微腔内部出现很强的驻波共振场, 场强最大值达到 $2.5 \times 10^4 \text{ A/m}$ 。通常情况下, 在入射空间中输入波与反射波的干涉会形成网格干涉图案。但是在图 3 中, 由于存在特别大的反射率, 入射波远小于反射波, 所以没有形成干涉图案。入射波面(垂直于入射方向, 即窄的箭头方

向)被反射波面(垂直于反射方向, 即宽的箭头方向)所掩盖。仿真结果表明, 该模型同时具有极高的透射率和反射率。

上述研究是在固定磁场大小 B 下进行的, 通过改变 τ 的大小来观察透射率随频率 f 的变化。固定 $\tau = 0.7742$, 研究在极点附近频率的透射率随磁场大小的变化, 结果如图 4 所示。由图 4 可得, $f = 29.6989 \text{ THz}$ 时, 透射率的变化范围是最大的, 本文就以该频率作为入射光频率。

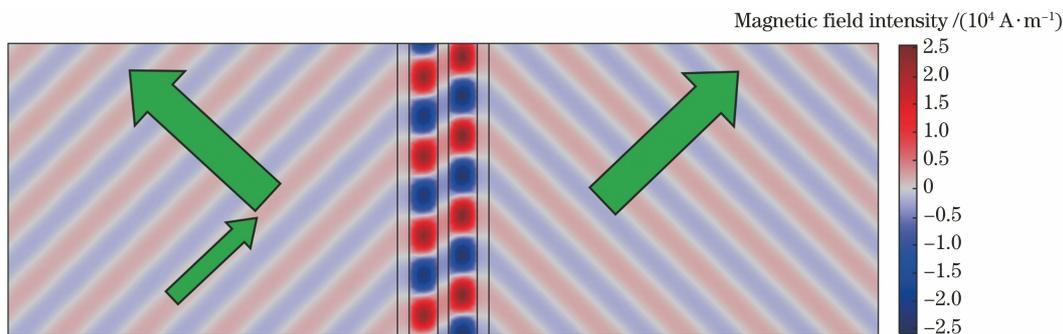


图 3 极点状态下该模型的磁场分布图

Fig. 3 Magnetic field distribution of this model in pole state

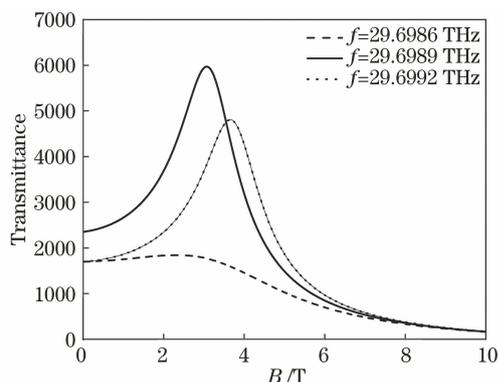


图 4 $\tau=0.7742$ 时不同频率下透射率随磁场大小 B 的变化

Fig. 4 Transmittance varying with magnetic field B at different frequencies for $\tau=0.7742$

通过图 4 可以看出:在透射率峰值的左侧,该曲线的斜率为正,说明该结构可以实现对输入信号的同相放大调制;在透射率峰值的右侧,该曲线的斜率为负,说明该结构可以实现对输入信号的反相放大调制。磁场大小受电流调制,因此磁场的大小直接反映输入的电流信号,将结构的透射率作为放大的输出信号。为了清晰地观察信号的放大,将输入的磁场模拟信号设置为正弦变化。为了实现信号的无失真放大,磁场的变化区间要选择图 5 中曲线的线性区域。如果磁场变化区间的选择不合适,如选取图 5 中矩形框所在区间,中心点(静态工作点) $B=2.5$ T,输入和输出结果就如图 6 所示。观察图 6 发现输出信号产生了失真,曲线的峰值处均出现下凹,其原因是磁场调制的范围不是线性的。

保持静态工作点不变,缩小磁场变化的区间,令输入信号 $B=2.5+0.45 \times \sin t$ (T)。如图 7 所示,该区间曲线近似为线性的,该区间范围内的调制被称为线性调制。输入和输出信号分别如图 8(a)和(b)所示。通过对比图 8(a)和(b)可以看出,输出信号是由输入信号同相且同频变化后产生的。

同理,在透射率峰值右侧选择线性区间和静态

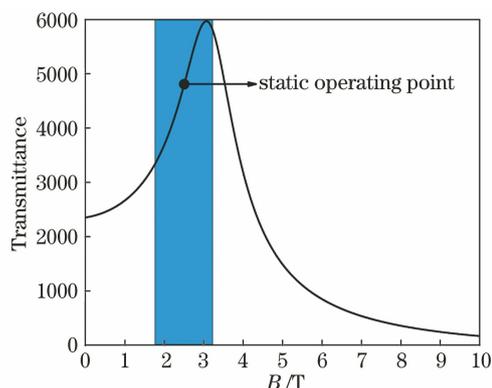


图 5 输入信号 $B=2.5+0.8 \times \sin t$ (T) 的变化区间

Fig. 5 Range of input signal $B=2.5+0.8 \times \sin t$ (T)

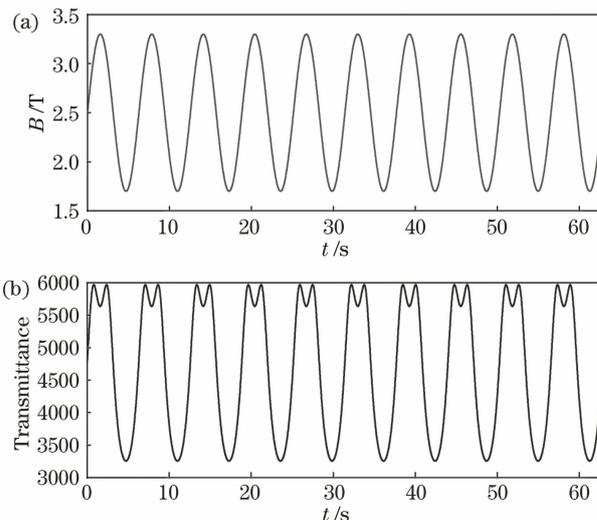


图 6 信号放大。(a)输入信号 $B=2.5+0.8 \times \sin t$ (T); (b)输出信号的透射率

Fig. 6 Signal amplification. (a) Input signal $B=2.5+0.8 \times \sin t$ (T); (b) transmittance of output signal

工作点,如图 9 所示。令输入信号 $B=3.8+0.4 \times \sin t$ (T),输入和输出信号分别如图 10(a)和(b)所示。通过对比图 10(a)和(b)可以看出,输出信号是由输入信号反相且同频变化后产生的。

图 8(a)中,当 $t=0$ 时输入信号的 B 值为 2.5 T,

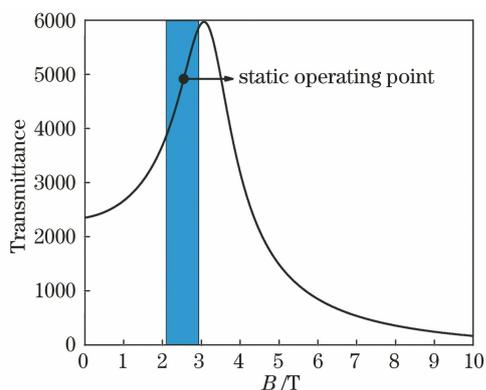


图 7 正相静态工作点和线性调制范围的选取

Fig. 7 Selection of static operating point in phase and linear modulation range

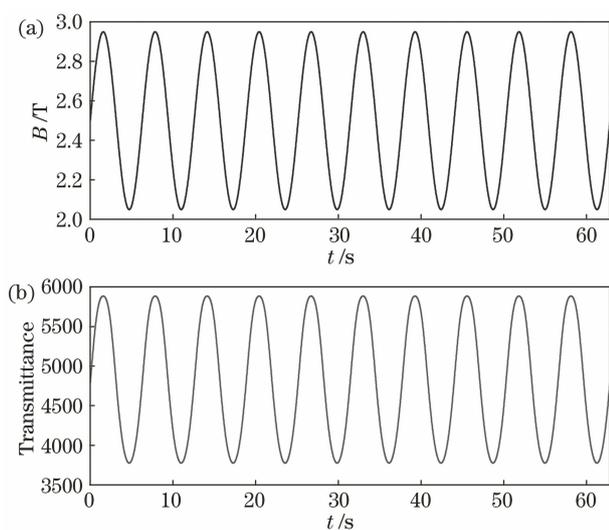


图 8 信号同相放大。(a)输入信号 $B=2.5+0.45 \times \sin t$ (T);(b)输出信号的透射率

Fig. 8 Signal amplification in phase. (a) Input signal $B=2.5+0.45 \times \sin t$ (T); (b) transmittance of output signal

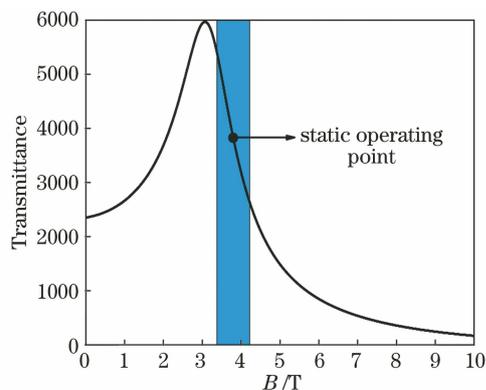


图 9 反相静态工作点和线性调制范围的选取

Fig. 9 Selection of static operating point out phase and linear modulation range

经过 1/4 个周期后出现最大值 2.9 T,再经过 1/2 个周期后出现最小值 2.05T。定义信号的绝对变化

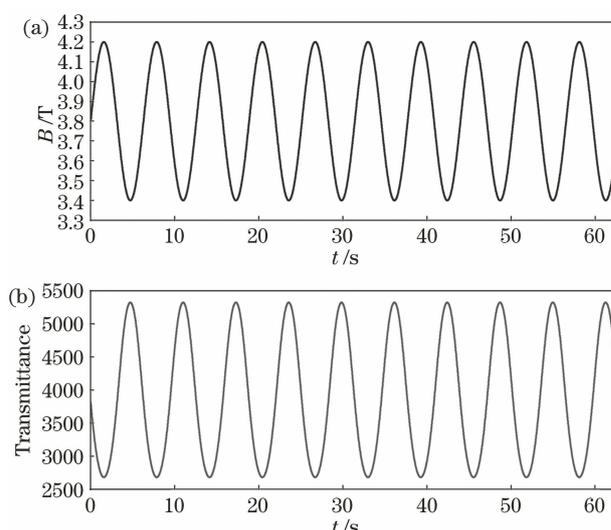


图 10 信号反相放大。(a)输入信号 $B=3.8+0.4 \times \sin t$ (T);(b)输出信号的透射率

Fig. 10 Signal amplification out phase. (a) Input signal $B=3.8+0.4 \times \sin t$ (T); (b) transmittance of output signal 幅度为最大值—最小值,相对变化幅度为(最大值—最小值)/(最大值/2+最小值/2),则图 8(a)中输入信号的绝对变化幅度为 0.9 T,相对变化幅度为 0.18。图 8(b)中,当 $t=0$ 时,透射率的值为 4789,经过 1/4 个周期后出现最大值 5886,再经过 1/2 个周期后出现最小值 3775,信号的绝对变化幅度为 2111,相对变化幅度为 0.437。对比图 8(a)和(b)可以看出:输出信号的绝对变化幅度远大于输入信号,这说明输入信号被同相放大了。同理,由图 10(a)和(b)可以看出,输入信号的绝对变化幅度为 0.8 T,相对变化幅度为 0.21,信号的绝对变化幅度为 2622,相对变化幅度为 0.655。与图 8 不同的是,图 10 中输出和输入信号是反相的,因此得到该光学三极管除了放大信号,还具有反相器功能的结论。值得一提的是,本文工作波长是红外波段。如果要使器件工作在更短波长的光波段,可以通过优化 G 层、L 层以及空气层的厚度,使其重新达到极点状态来实现。

4 结 论

设计了一个基于 PT 对称耦合微腔结构的光学三极管模型。该模型通过调节结构参数达到系统的极点状态。在极点状态,当将模拟信号转化为磁场信号时,通过磁场信号调制极点的输出,产生了类似于电子三极管的放大效应,实现了以弱控强的功能。根据设计的模型,输入磁场信号变化的绝对变化幅度为 0.9 T,相对变化幅度为 0.18;以透射率作为输

出信号,输出信号的绝对变化幅度为 2111,相对变化幅度为 0.437。该光学三极管模型不仅能实现信号的同相放大,还可以实现信号的反相放大。除了将模拟信号转化为磁场信号,如何将模拟信号转化为具有可调制极点效应的其他形式的信号,以及如何通过扩大线性调制的范围增加放大幅度将是下一步研究的目标。

参 考 文 献

- [1] Chen X F, Xue F, Wang S K, et al. All-optical diode action in quasi-periodic photonic crystals based on Thue-Morse sequence [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2013, 50(1): 011901.
陈宪锋, 薛峰, 汪萨克, 等. 基于 Thue-Morse 序列准周期光子晶体的全光二极管现象 [J]. *激光与光电子学进展*, 2013, 50(1): 011901.
- [2] Chen H J, Fang X W, Tang X D, et al. Optical transistor and coherent optical storage based on graphene optomechanics system [J]. *Applied physics*, 2015, 5(10): 115-122.
陈华俊, 方贤文, 唐旭东, 等. 基于石墨烯光机械系统的光学三极管和相干光学存储 [J]. *应用物理*, 2015, 5(10): 115-122.
- [3] Maeda Y. All-optical triode using dual-stage wavelength converter in erbium-doped fiber amplifiers [J]. *Japanese Journal of Applied Physics*, 2002, 41(7B): 4828-4830.
- [4] Maeda Y. All-optical triode based on a tandem wavelength converter using cross-gain modulation in semiconductor optical amplifiers [J]. *Proceedings of SPIE*, 2005, 5907: 211-218.
- [5] Huang D, Wang D, Wang Y Q. Optical triode based on electrically induced quadratic cascading in an optical superlattice [J]. *Advanced Materials Research*, 2013, 650: 391-397.
- [6] Wang Y Y, Xia J, Fang Y T. Unique non-reciprocal mode with a parity-time symmetric structure under magneto-optic effects [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2018, 45(12): 1213001.
王誉雅, 夏景, 方云团. 磁光效应下 PT 对称结构独特的非互易传输模式 [J]. *中国激光*, 2018, 45(12): 1213001.
- [7] Fang Y T, Li X X, Xia J, et al. Sensing gases by the pole effect of parity-time symmetric coupled resonators [J]. *IEEE Sensors Journal*, 2019, 19(7): 2533-2539.
- [8] Li X X, Ma R K, Fang Y T. Circular polarization laser output through magnetic switch [J]. *IEEE Access*, 2019, 7: 104613-104620.
- [9] Zhang Y C, Jiang X M, Xia J, et al. Tunable high sensitivity temperature sensor based on transmittance changes of parity-time symmetry structure [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2018, 45(7): 0710002.
张亦弛, 江晓明, 夏景, 等. 基于宇称-时间对称结构透射率变化的可调高灵敏度温度传感器 [J]. *中国激光*, 2018, 45(7): 0710002.
- [10] Ge L, Chong Y D, Stone A D. Conservation relations and anisotropic transmission resonances in one-dimensional PT-symmetric photonic heterostructures [J]. *Physical Review A*, 2012, 85(2): 023802.
- [11] Chong Y D, Ge L, Stone A D. PT-symmetry breaking and laser-absorber modes in optical scattering systems [J]. *Physical Review Letters*, 2011, 106(9): 093902.
- [12] Mu Q Y, Fan F, Chen S, et al. Tunable magneto-optical polarization device for terahertz waves based on InSb and its plasmonic structure [J]. *Photonics Research*, 2019, 7(3): 325-331.
- [13] Lin S, Silva S, Zhou J F, et al. A one-way mirror: high-performance terahertz optical isolator based on magnetoplasmonics [J]. *Advanced Optical Materials*, 2018, 6(19): 1800572.
- [14] Ding S L, Wang G P. Extraordinary reflection and transmission with direction dependent wavelength selectivity based on parity-time-symmetric multilayers [J]. *Journal of Applied Physics*, 2015, 117(2): 023104.