

一维四元周期性 PT 对称结构中的光学简并点调控研究

宋益飞¹, 舒叶滔¹, 唐鹏¹, 万婷¹, 罗朝明^{1,2*}¹信息光子学和空间光通信湖南省重点实验室, 湖南理工学院信息科学与工程学院, 湖南 岳阳 414006;²湖南第一师范学院物理与化学学院, 湖南 长沙 410205

摘要 本文提出了一种一维四元周期性宇称-时间(PT)对称结构,系统地研究了增益-损耗系数、入射角和周期数对相干完美吸收激光点和奇异点这两类光学简并点的影响规律。当周期数一定时,通过改变增益-损耗系数可以在不同的入射角下灵活地调控相干完美吸收激光点和奇异点这两类光学简并点。对比分析了PT对称引起的奇异点以及与周期结构相关的Bragg共振点处的反射特性,结果显示:当光束分别沿着左右两边入射时,在奇异点处只有一个方向入射的反射率为0,从而表现为单向无反射特性;而Bragg共振点处的反射率在光分别沿着左右两边入射时都为0,从而表现为双向透明特性。进一步研究了周期数对两类光学简并点的影响,发现相干完美吸收激光点数目随着周期数的增加而增多,而奇异点数目则不受周期数的影响。最后,利用光学简并点的可控特性实现了光自旋霍尔效应等光学现象的操控。

关键词 非线性光学; PT对称结构; 简并点; 奇异点; 相干完美吸收激光点

中图分类号 O435.1

文献标志码 A

DOI: 10.3788/CJL221327

1 引言

1998年, Bender等^[1]首次提出了宇称-时间(PT)对称概念,并对其进行了理论证明。之后,研究人员不断地对PT对称理论进行拓展和完善^[2-3],但在量子系统中难以实现PT对称,这对PT对称的实验验证带来了巨大挑战。由于傍轴近似的亥姆赫兹方程与量子力学中的薛定谔方程同形, EI-Ganainy等^[4]便将PT对称这一概念引入到光学领域。在光学研究中,通过灵活地使用光学增益和损耗可以实现PT对称,这使得光子成为探索PT对称的理想平台。更重要的是,PT对称的引入为光学系统提供了新的自由度,可以有效控制光子并产生新的光学效应,如单向不可见性^[5-6]、相干完美吸收和激光^[7-8]、各向异性传输共振^[9-10]等。

简并是指两个或多个物理特征态合并成一个特征态^[11],其已在物理学的许多分支中引起了有趣的现象^[12-14]。最近,人们对非厄米算子所描述的量子系统的光学简并产生了极大兴趣,主要表现在对PT对称系统的研究上。PT对称系统中的光学简并主要通过散射矩阵的特征值来体现。当散射矩阵特征值的极值点和零点简并时,对应相干完美吸收和激光这两种互相排斥的态,该简并点被称为相干完美吸收激光点(CPA-LP)。换句话说,在这一点相干完美吸收和激

光共存,这是其他光学系统所不具备的特性。当散射矩阵的特征值和特征向量发生简并时^[15],两个或多个不同特征值合并成一个复特征值,这一点叫奇异点(EP)。因此,相干完美吸收激光点和奇异点被称为PT对称光学系统的光学简并点。

近几年来,研究人员在PT对称光学系统的简并点处实现了奇特的光学现象和传感应用^[16-22]。例如,在相干完美吸收激光点处实现了无损耗的双向声负折射^[16],在相干完美吸收激光点和奇异点处发现了巨大的古斯-汉森位移和光自旋霍尔效应位移^[17-20],基于微扰对奇异点的影响实现了温度、折射率、血糖浓度等参数的高灵敏度传感^[21-22]。由于PT对称光学系统的简并点处蕴含着很多有趣的光学现象,操控光学简并点引起了研究人员的极大兴趣。最近,研究人员设计了一些满足PT对称的光子晶体结构^[23-24],并采用该结构对光学简并点进行了操控,实现了不寻常的散射和传输特性。Wang等^[23]研究了PT对称的Thue-Morse序列光子晶体中的相干完美吸收激光点和奇异点,并实现了光学分形。Zhu等^[24]通过类比异质结构形式提出了一维PT对称异质结构,该结构可使奇异点分裂成一对,从而实现了增强光谱定位、双光学相位突变和单向透明的波长敏感反转等有趣的光学现象。可见,将传统的光子晶体放入周期结构中并与PT对称结合,可

收稿日期: 2022-10-17; 修回日期: 2022-11-23; 录用日期: 2023-01-06; 网络首发日期: 2023-01-16

基金项目: 国家自然科学基金(62075060)、湖南省教育厅研究基金(20A218, 19A198)、湖南省科技计划项目(2019TP1014)、湖南省研究生创新项目(CX20211185)

通信作者: *zhaomingluo@hnu.edu.cn

为操控光学简并点和特殊的光学现象提供一种新途径。

本文提出了一种一维四元周期性 PT 对称结构,并系统地研究了增益-损耗系数、入射角和周期数对相干完美吸收激光点、奇异点这两类光学简并点的影响规律。首先,在周期确定的条件下,详细研究一维四元周期性 PT 对称结构中两类光学简并点随增益-损耗系数和入射角的变化规律;接着,对比分析了 PT 对称引起的奇异点以及与周期结构相关的 Bragg 共振点的反射特性;然后,探索了结构的周期数对这两类光学简并点的影响;最后,利用简并点的可调特性实现了对光自旋霍尔效应等光学效应的操控。

2 结构模型与理论分析

本文提出了一种满足光学增益和损耗平衡的一维四元周期性 PT 对称结构,整个结构可以表示为 $(ABCD)^N$,其中指数 N 代表周期数,如图 1 所示。目前,这种一维层状结构可以利用镀膜工艺和逐层叠加法实现^[25],而且增益或损耗材料 A、B、C、D 主要通过熔融淬冷法^[26]向普通介质中掺杂量子点的方式制备^[27-28]。增益或损耗材料的折射率^[29]可用洛伦兹模型表示为

$$n_j = \sqrt{n_0^2 + \frac{\alpha\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma}}, \quad (j = A, B, C, D), \quad (1)$$

式中: ω 表示入射光的频率; ω_0 代表共振频率; $\gamma = 1 \times 10^{14} \text{ s}^{-1}$ 是阻尼常数; n_0 表示基底材料的折射率,本文基

底材料选择的是掺杂磷、硼的二氧化硅,其折射率可以通过改变磷、硼的掺杂浓度进行调节^[30]; α 是宏观洛伦兹振荡强度(与材料中量子点的掺杂浓度及激发情况有关),表示材料对光波的增益或损耗程度^[29]。当 $\alpha > 0$ 时,材料呈损耗性质;当 $\alpha < 0$ 时,材料呈增益性质。由上述增益或损耗材料的折射率公式可知,在 $\omega = \omega_0$ 的情况下,增益或损耗材料折射率的实部主要与基底材料的折射率 n_0 有关,而折射率虚部主要与洛伦兹振荡强度 α 有关。为了使整个一维四元周期性结构实现 PT 对称,复折射率的分布须满足 $n(z) = n^*(-z)^{[10]}$,其中 $*$ 表示复共轭,即 A 和 D 层分别选用折射率实部相同且虚部相反的增益和损耗材料,B 和 C 层分别选用折射率实部相同且虚部相反的增益和损耗材料。因而,在后面的研究中各层材料的折射率分别设置为 $n_A = 1.8 + qi$ 、 $n_B = 1.6 - qi$ 、 $n_C = 1.6 + qi$ 和 $n_D = 1.8 - qi$,其中 $q > 0$ 是增益-损耗系数,与宏观洛伦兹振荡强度 α 有关;各层的厚度都被设置成光学厚度 $d_j = \lambda/[4\text{Re}(n_j)]$,其中 λ 表示入射光的中心波长, $\text{Re}(n_j)$ 表示每种介质复折射率的实部。值得注意的是,这种一维四元周期性 PT 对称结构可呈现出独特的光学简并点特性。此外,若只考虑折射率实部的分布,则该结构可等效为一维二元光子晶体,从而具备 Bragg 共振特性,这是一维二元周期性 PT 对称结构所不具备的。因此,在接下来的研究中将分别讨论该结构中的光学简并点和 Bragg 共振点的特性以及二者的区别和联系,并在此基础上探索光学简并点引起的单向传输和 Bragg 共振点引起的双向透明的应用。

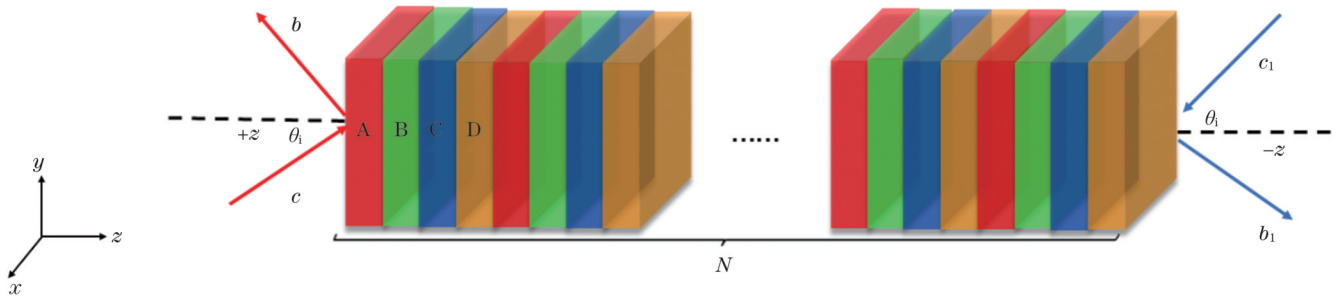


图 1 一维四元周期性 PT 对称结构示意图 $(ABCD)^N$

Fig. 1 Schematic of one-dimensional quaternary periodic PT symmetric structure $(ABCD)^N$

PT 对称光学系统的入射波和出射波通常可以用散射矩阵来描述。当光束沿着图 1 所示的一维四元周期性 PT 对称结构 $(ABCD)^N$ 的 z 轴方向传播时,入射波与出射波之间的关系^[31]可以用散射矩阵 S 表示为

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b \end{bmatrix} = S \begin{bmatrix} c \\ c_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t & r_{+z} \\ r_{-z} & t \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c \\ c_1 \end{bmatrix}, \quad (2)$$

式中: c 和 c_1 分别表示从 $+z$ (左边) 和 $-z$ (右边) 方向入射的入射光场振幅; b 和 b_1 分别表示散射光场振幅; r_{+z} 和 r_{-z} 分别表示光束沿着结构的 $+z$ 和 $-z$ 方向入射时的反射系数; $+z$ 方向和 $-z$ 方向入射的入射光的透射系数是相同的,这里统一都用 t 表示; S 为散射矩阵,

$$S = \begin{bmatrix} t & r_{+z} \\ r_{-z} & t \end{bmatrix}, \text{ 其特征值可以写成 } \Psi_{\pm} = t \pm \sqrt{r_{+z}r_{-z}}.$$

根据散射矩阵 S 在 PT 对称系统中的特性^[9],最终该矩阵中的反射系数 r_{+z} 、 r_{-z} 和透射系数 t 之间的关系可以用广义守恒关系表示为

$$r_{+z}r_{-z} = t^2(1 - |t|^{-2}), \quad (3)$$

该关系可以进一步写成

$$|T - 1| = R_{+z}R_{-z}. \quad (4)$$

其中左边入射的反射率 $R_{+z} = |r_{+z}|^2$, 右边入射的反射率 $R_{-z} = |r_{-z}|^2$, 透射率 $T = |t|^2$ 。通常, p 偏振光或 s 偏

振光入射到多层结构中的菲涅耳反射系数和透射系数都是使用转移矩阵法求解的^[32-33]。接下来,利用转移矩阵法求解一维四元周期性 PT 对称结构的反射系数和透射系数。根据边界条件,每一层介质可以通过转移矩阵表示为

$$m_j = \begin{bmatrix} \cos(k_{jz}d_j) & \frac{-i\sin(k_{jz}d_j)}{\eta_{jz}} \\ -i\eta_{jz}\sin(k_{jz}d_j) & \cos(k_{jz}d_j) \end{bmatrix}, j = A, B, C, D, \quad (5)$$

式中: d_j 表示介质 j 的厚度; $k_{jz} = k_0\sqrt{n_j^2 - \sin^2\theta_i}$ 是介质 j 中沿 z 轴的波矢量的分量; n_j 表示介质 j 的折射率;对于 p 偏振, $\eta_{jz} = \sqrt{1 - \sin^2\theta_i/n_j^2}/\sqrt{n_j^2}$, θ_i 为入射角;对于 s 偏振, $\eta_{jz} = \sqrt{n_j^2} \sqrt{1 - \sin^2\theta_i/n_j^2}$ 。当光束分别沿着 $+z$ 方向通过结构(ABCD)^N时,整个结构的总传输矩阵为

$$M = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} = (m_A m_B m_C m_D)^N. \quad (6)$$

最终,反射系数 r_{+z} 、 r_{-z} 和透射系数 t 可表示为

$$r_{+z} = \frac{-M_{11} + M_{21}/\eta_0 - \eta_0 M_{12} + M_{22}}{M_{11} - M_{21}/\eta_0 - \eta_0 M_{12} + M_{22}} \quad (7)$$

$$r_{-z} = \frac{M_{11} + M_{21}/\eta_0 - \eta_0 M_{12} - M_{22}}{M_{11} - M_{21}/\eta_0 - \eta_0 M_{12} + M_{22}}, \quad (8)$$

$$t = \frac{2}{M_{11} - M_{21}/\eta_0 - \eta_0 M_{12} + M_{22}}. \quad (9)$$

对于 p 偏振而言, $\eta_0 = \cos\theta_i/\sqrt{\epsilon_1}$;对于 s 偏振而言, $\eta_0 = \sqrt{\epsilon_1} \cos\theta_i$ 。其中, $\epsilon_1 = 1$ 表示入射层的介电常数, θ_i 是入射角。

上述散射矩阵 S 的特征值 $|\Psi_{\pm}|$ 可以用来定义 PT 对称系统的状态,从而可以通过该特征值来探讨奇异点和相干完美吸收激光点这两类光学简并点的特性。当输入波从 t_0 时刻进入系统并在 t_1 时刻输出后,散射矩阵 S 的特征值可以用 PT 对称系统的哈密顿量本征值 β_{\pm} 表示^[31],即 $\Psi_{\pm} = \exp[-i\beta_{\pm}(t_0 - t_1)/\hbar]$,其中 \hbar 为约化普朗克常数。当哈密顿量本征值出现实数时,特征值 $|\Psi_{\pm}| = 1$,表示系统处于 PT 对称相;反之,代表 PT 对称破坏相。当系统处于 PT 对称相与 PT 对称破坏相的转换时产生奇异点,当系统处于 PT 对称破坏相时会出现相干完美吸收激光点。

接下来结合散射矩阵 S 的特征值和透射率 T 具体分析两类光学简并点。将散射矩阵 S 的特征值 $\Psi_{\pm} = t \pm \sqrt{r_{+z}r_{-z}}$ 与式(3)所示的广义守恒关系 $r_{+z}r_{-z} = t^2(1 - |t|^{-2})$ 相结合,可得到特征值的最终表达式为

$$\Psi_{\pm} = t \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{1}{T}} \right). \quad (10)$$

由式(10)可知散射矩阵 S 的特征值 Ψ_{\pm} 与透射率

T 密切相关。当 $T < 1$ 时, $\sqrt{1 - 1/T}$ 变成一个虚数,每个特征值都是单模,即 $|\Psi_{+}| = |\Psi_{-}| = 1$,对应 PT 对称相;当 $T > 1$ 时, $\sqrt{1 - 1/T}$ 是实数,此时特征值形成了一对相反的模, $|\Psi_{+}| = 1/|\Psi_{-}| \neq 1$,对应 PT 对称破坏相。特别地,如果 $T = 1$,两个特征值 Ψ_{\pm} 简并,根据广义守恒关系 $r_{+z}r_{-z} = t^2(1 - |t|^{-2})$,左右两边入射的反射率会出现两种情况^[34]:一种情况是左右两边入射光的反射率 $R_{+z} = R_{-z} = 0$,其潜在的物理原理是光子晶体中的共振效应,对应的是双向透明特性,此时系统仍处于精准的 PT 对称相;另一种情况是只有一个方向入射光的反射率为 0,即 $R_{+z} = 0$ 或 $R_{-z} = 0$,对应的是单向无反射特性,表示系统 PT 对称相和 PT 对称破坏相之间的临界点,也被称为奇异点。当 $T \gg 1$ 的极值点出现时,两个特征值中的一个趋近于 0 而另一个为极大值,即,特征值的零点和极值点在这一点简并。这一简并点被称为相干完美吸收激光点,并被认为是 PT 对称破坏相范围内的一种缺陷模式^[35]。根据广义守恒关系 $|T - 1| = R_{+z}R_{-z}$,当 $T \gg 1$ 的极值点出现时, R_{+z} 和 R_{-z} 也会达到极大值。因此,在相干完美吸收激光点处,左边入射光的反射率 R_{+z} 、右边入射光的反射率 R_{-z} 和透射率 T 同时达到极大值^[23]。在本文中,PT 对称会使奇异点和相干完美吸收激光点这两类光学简并点出现,而波与周期结构在传播方向上的相互作用则会导致产生 Bragg 共振现象。因此,可以利用反射率 R_{+z} 、 R_{-z} 和透射率 T 的特殊行为对 Bragg 共振、奇异点和相干完美吸收激光点进行区别和研究。在后文的讨论部分,将分别研究 p 偏振光和 s 偏振光的反射率及透射率,以便进一步研究两种偏振光入射下的奇异点、相干完美吸收激光点和 Bragg 共振。

通过上述理论分析可知 PT 对称结构的透射率 T 与上述两类光学简并点的出现密切相关。接下来,利用一维四元周期性 PT 对称结构的透射谱分析两类光学简并点在频率上的性质。前人的工作表明,由于增益和损耗的存在,任何 PT 对称结构中都会出现增益和损耗区域固有场的放大和衰减,使系统在某一频率范围内进入一个 $T > 1$ 的 PT 对称破坏相^[23-24],从而在某一频率处出现奇异点。本文的一维四元周期性 PT 对称结构中也会出现这类现象。图 2 是一维四元周期性 PT 对称结构(ABCD)³的透射谱。为了便于研究,对透射率 T 进行取自然对数处理。图 2(a)展示了光束正入射时不同增益-损耗系数 q 下的一维四元周期性 PT 对称结构(ABCD)³的透射谱,由于光束是正入射, p 偏振光和 s 偏振光的透射谱一致。值得注意的是,当增益-损耗系数 $q = 0$ 时,一维四元周期性 PT 对称结构可以被视为一维二元光子晶体,结构的透射谱中会出现光子晶体结构中的光子带隙。不仅如此,在透射谱中还会出现 $T = 1[\ln(T) = 0]$ 的透射峰,这是由于波

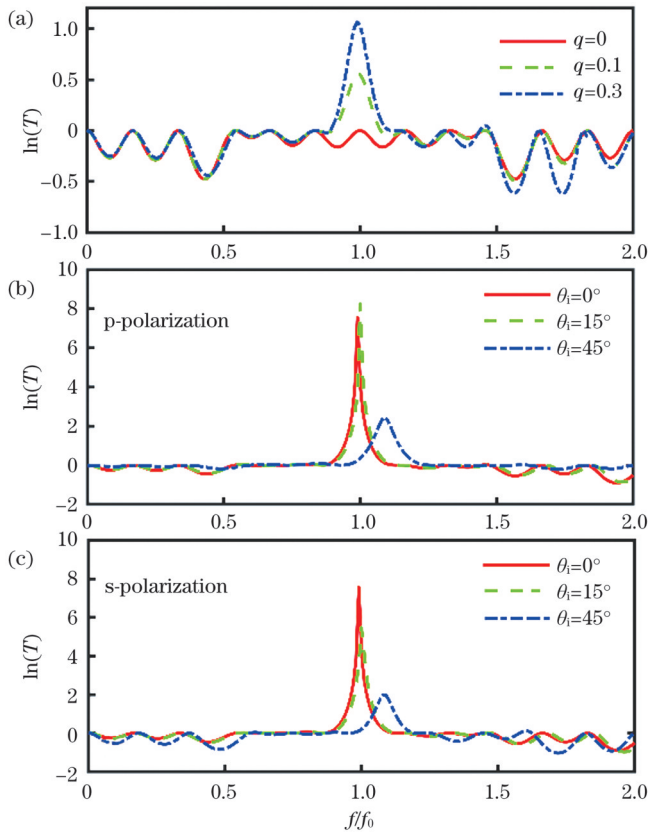


图 2 一维四元周期性 PT 对称结构 $(ABCD)^3$ 的透射谱。(a) 光正入射到一维四元周期性 PT 对称结构 $(ABCD)^3$ 时的透射谱；(b)(c) p 偏振光和 s 偏振光以不同入射角 θ_i 入射到一维四元周期性 PT 对称结构 $(ABCD)^3$ 时的透射谱

Fig. 2 Transmission spectra of one-dimensional quaternary periodic PT symmetric structure $(ABCD)^3$. (a) Transmission spectra of one-dimensional quaternary periodic PT symmetric structure $(ABCD)^3$ for normal incidence; (b)(c) transmission spectra of one-dimensional quaternary periodic PT symmetric structure $(ABCD)^3$ when p-polarized and s-polarized light incident at different incident angles θ_i

结构在传播方向上相互作用产生了 Bragg 共振现象^[36]。当增益-损耗系数为 0.1 和 0.3 时,一维四元周期性 PT 对称结构的透射谱中依然存在光子带隙和 $T=1$ [$\ln(T)=0$] 的透射峰。更重要的是,在归一化频率 $f/f_0=1.0$ 附近出现了 $T>1$ 的 PT 对称破坏相,从而产生了奇异点。通过上述对透射谱的讨论可以知道一维四元周期性 PT 对称结构既保留了光子晶体的特性,又含有 PT 对称的光学简并点。图 2(b) 和图 2(c) 分别是 p 偏振光和 s 偏振光以不同入射角 ($\theta_i=0^\circ, 15^\circ, 45^\circ$) 入射到增益-损耗系数 $q=0.22$ 的一维四元周期性 PT 对称结构 $(ABCD)^3$ 时的透射谱。通过比较图 2(b) 和图 2(c) 可以发现,随着入射角变化,在 PT 对称破坏相范围内,透射率峰值和对应的频率发生变化,奇异点对应的频率也发生变化。另外,通过对比图 2(a) 中 $q=0.1$ 和 $q=0.3$ 下 PT 对称破坏相范

围内的透射率峰值以及图 2(b)、(c) 中 $q=0.22$ 下正入射时 PT 对称破坏相范围内的透射率峰值可以发现,增益-损耗系数的变化会导致 PT 对称破坏相范围内的透射率峰值发生巨大变化,而且奇异点在归一化频率 $f/f_0=1.0$ 附近会发生微小的移动。由此可知,增益-损耗系数和入射角共同决定了 PT 对称破坏相范围内的透射率峰值和奇异点,并可以合理地推测出在合适的增益-损耗系数和入射角下 PT 对称破坏相范围内的透射率峰值存在极大值,对应的是相干完美吸收激光点。

3 结果与讨论

通过上一节分析可以知道光束经过一维四元周期性 PT 对称结构 $(ABCD)^3$ 时会在归一化频率 $f/f_0=1.0$ 附近出现 $T>1$ 的 PT 对称破坏相,从而出现奇异点。增益-损耗系数和入射角的变化都会对 PT 对称破坏相和奇异点产生显著影响,据此可合理推测出在 PT 对称破坏相范围内会出现相干完美吸收激光点。本节将在固定的归一化频率 ($f/f_0=1.0$) 下,研究增益-损耗系数、入射角和周期数对一维四元周期性 PT 对称结构 $(ABCD)^3$ 中相干完美吸收激光点和奇异点的调控规律,从而基于两类光学简并点的可控特性实现对光自旋霍尔效应等光学效应的操控。

首先,详细研究一维四元周期性 PT 对称结构 $(ABCD)^3$ 的相干完美吸收激光点和奇异点这两类光学简并点随增益-损耗系数及入射角的变化规律。由前面的理论分析可知,改变增益-损耗系数和入射角时会存在左边反射率、右边反射率和透射率同时达到极大值的相干完美吸收激光点以及左边反射率 $R_{+z}=0$ 或右边反射率 $R_{-z}=0$ 的奇异点。为了寻找参数空间 (θ_i, q) 中的两类光学简并点,绘制了不同偏振光从 $\pm z$ (左右) 方向入射到一维四元周期性 PT 对称结构 $(ABCD)^3$ 时透射率 (T^p, T^s) 和反射率 ($R_{+z}^p, R_{-z}^p, R_{+z}^s$ 和 R_{-z}^s) 的伪彩色图,其中参数空间 (θ_i, q) 由入射角 θ_i 和增益-损耗系数 q 组成,如图 3 所示。为了方便研究,对透射率 (T^p, T^s) 和反射率 ($R_{+z}^p, R_{-z}^p, R_{+z}^s$ 和 R_{-z}^s) 进行取自然对数处理,后续图中也进行了相同的处理。图 3(a)~(c) 表示 p 偏振光入射的情况,可以看出:在参数空间 (θ_i, q) 为 (13.47, 0.22)、(42.46, 0.64)、(56.31, 0.91) 的点处,反射率 R_{+z}^p, R_{-z}^p 和透射率 T^p 会同时出现极大值,推测这些点是相干完美吸收激光点,即图 3(a) 中箭头所指向的相干完美吸收激光点 CPA-LP1、CPA-LP2 和 CPA-LP3。图 3(d)~(f) 表示相应的 s 偏振光入射的情况,在参数空间 (θ_i, q) 为 (13.83, 0.21)、(55.08, 0.43) 和 (74.24, 0.85) 的点处,反射率 R_{+z}^s, R_{-z}^s 和透射率 T^s 会同时出现极大值,对应图 3(d) 中箭头所指向的相干完美吸收激光点 CPA-LP4、CPA-LP5 和 CPA-LP6。进一步观察图 3 可以发现,图

中的反射率 $R_{\pm z}^p$ 、 $R_{\pm z}^s$ 、 $R_{\pm z}^s$ 和 $R_{\pm z}^s$ 也有极小值出现,左右两边反射率的极小值可以近似认为是 $R_{\pm z}^p = R_{\pm z}^s = R_{\pm z}^s = R_{\pm z}^s = 0$ 。通过比较图 3(b)和图 3(c)所示的左边反射率 R_{+z}^p 和右边反射率 R_{-z}^p 可以发现 p 偏振入射时的反射率在参数空间中会出现两种情况:一种情况是 $R_{+z}^p = R_{-z}^p = 0$,即图 3(b)和图 3(c)中同一参数空间位置出现了极小值曲线,代表的是双向透明特性。根据前面的理论分析可以知道此时曲线对应的是周期引起的 Bragg 共振点。另一种情况是 $R_{+z}^p = 0$ 且 $R_{-z}^p \neq 0$,

或者 $R_{+z}^p \neq 0$ 且 $R_{-z}^p = 0$,即图 3(b)和图 3(c)中两条白色虚线所标记的极小值曲线,代表的是单向无反射特性。根据前面的理论分析可以知道这两条白色虚线所标记的极小值曲线对应的是 PT 对称引起的奇异点,这些奇异点用 EP1、EP2 来表示。类似地,s 偏振入射时的反射率也会出现上述两种现象,如图 3(e)和图 3(f)所示,其中 4 条白色虚线所标记的极小值曲线表示奇异点 EP3、EP4、EP5 和 EP6,其他极小值曲线表示 Bragg 共振点。

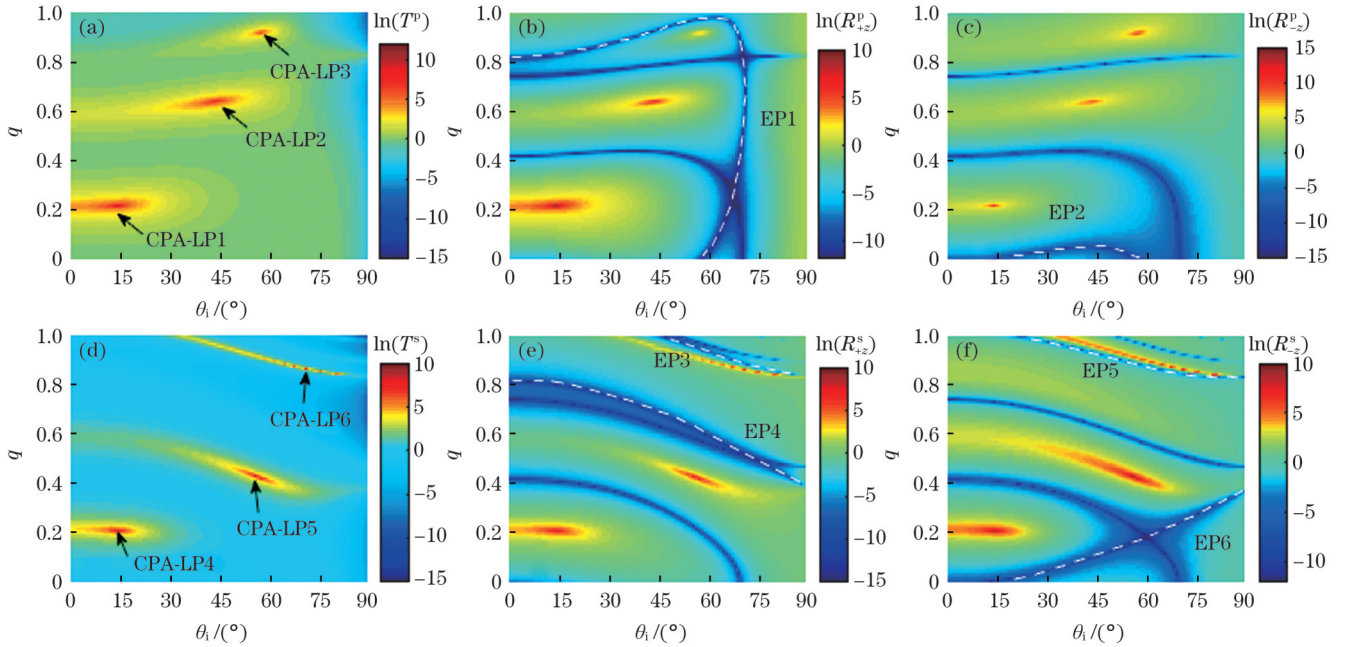


图 3 一维四元周期性 PT 对称结构 $(ABCD)^3$ 的透射率和反射率随增益-损耗系数和入射角变化的伪彩色图。(a)~(c) p 偏振光入射时,透射率 (T^p)、反射率 (R_{+z}^p 和 R_{-z}^p) 随增益-损耗系数 q 和入射角 θ_i 的变化;(d)~(f) s 偏振光入射时,透射率 (T^s)、反射率 (R_{+z}^s 和 R_{-z}^s) 随增益-损耗系数 q 及入射角 θ_i 的变化

Fig. 3 Pseudo-color images of transmission and reflectance of one-dimensional quaternary periodic PT symmetric structure $(ABCD)^3$ as functions of gain-loss coefficient and incident angle. (a)–(c) Transmission (T^p) and reflectance (R_{+z}^p and R_{-z}^p) as functions of gain-loss coefficient q and incident angle θ_i for p-polarized light incidence, respectively; (d)–(f) transmission (T^s), reflectance (R_{+z}^s and R_{-z}^s) as functions of gain-loss coefficient q and incident angle θ_i for s-polarized light incidence, respectively

接着,通过研究反射率、透射率以及散射矩阵的特征值来分析一维四元周期性 PT 对称结构 $(ABCD)^3$ 的相干完美吸收激光点、奇异点这两类光学简并点的光学特性,并着重对比奇异点和 Bragg 共振点的反射特性。选取图 3(a)中相干完美吸收激光点 CPA-LP2 对应的增益-损耗系数 $q=0.64$,绘制出 p 偏振光从 $\pm z$ 方向入射时的透射率 (T^p)、反射率 (R_{+z}^p 和 R_{-z}^p) 以及对应的散射矩阵的特征值 Ψ_{\pm} 的曲线,如图 4(a)和图 4(b)所示。由图 4(a)可知,在入射角 $\theta_i=42.46^\circ$ 处出现了相干完美吸收激光点,表现出非常强烈的与方向无关的透射和反射(反射率 R_{+z}^p 、 R_{-z}^p 与透射率 T^p 同时达到最大)。同时,由图 4(b)可知,散射矩阵特征值的极值点和零点在入射角 $\theta_i=42.46^\circ$ 处简并,两个散射矩阵的特征值发生跳变,一个由大变到最小,另一个由最小变到最大,分别代表相干完美吸收和激光两种状态。类似

地,选取图 3(d)中相干完美吸收激光点 CPA-LP4 对应的增益-损耗系数 $q=0.43$,绘制出 s 偏振光从 $\pm z$ 方向入射时透射率 (T^s)、反射率 (R_{+z}^s 和 R_{-z}^s) 以及对应的散射矩阵特征值 Ψ_{\pm} 的曲线,如图 4(c)和图 4(d)所示。在入射角 $\theta_i=55.08^\circ$ 处,透射率 (T^s)、反射率 (R_{+z}^s 和 R_{-z}^s) 同时达到最大,对应相干完美吸收激光点;同时,在入射角 $\theta_i=55.08^\circ$ 处,散射矩阵的特征值也发生跳跃。这些出现透射率、左右两边反射率同时最大的点的入射角度与图 3 中 CPA-LP2、CPA-LP4 对应的入射角一致。另外,本文以 p 偏振入射为例,利用反射率和散射矩阵特征值对图 3(b)和图 3(c)中 $q=0.1$ 对应的奇异点和 Bragg 共振点的反射特性进行了对比。图 4(e)和图 4(f)给出了 $q=0.1$ 时奇异点和 Bragg 共振点的透射率 (T^p)、反射率 (R_{+z}^p 和 R_{-z}^p) 以及相对应的散射矩阵特征值 Ψ_{\pm} 的曲线。当入射角 $\theta_i=63.13^\circ$

时, 反射率 $R_{\pm z}^p = 0$ 而 $R_{\pm z}^s \neq 0$, 表现为单向无反射特性, 此时图 4(f) 中散射矩阵的两个大小相反的特征值在入射角 $\theta_i = 63.13^\circ$ 处发生简并, 表明这一点是奇异点。在入射角 $\theta_i = 68.90^\circ$ 处, 反射率 $R_{\pm z}^p = R_{\pm z}^s = 0$, 表现为双向透明, 此时图 4(f) 中散射矩阵的特征值在入射角 $\theta_i = 68.90^\circ$ 处是单模, 说明系统没有出现 PT 对称破坏相, 对应的是 Bragg 共振点。奇异点和 Bragg 共振点的产生机理完全不同。奇异点的出现

源于增益和损耗的存在, 表示 PT 对称相位和 PT 对称破坏相位的转变; 而 Bragg 共振点则是波与周期结构的相互作用引起的, 表示系统处于精确的 PT 对称阶段。

上述对散射矩阵特征值的分析进一步验证了图 3 中反射率和透射率同时出现极大值的点是相干完美吸收激光点, 而单向无反射特性对应的是奇异点, 双向透明的特性对应的是 Bragg 共振现象。

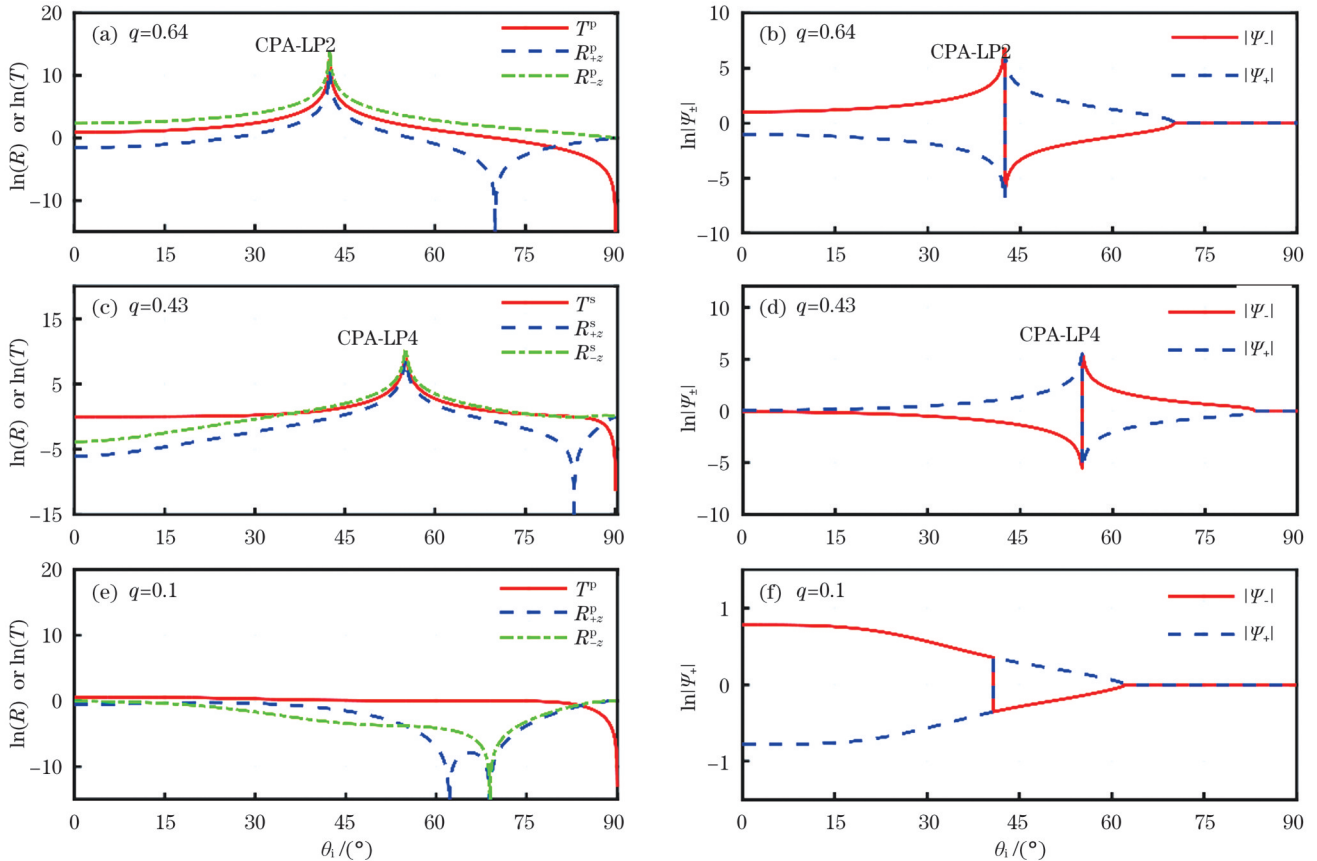


图 4 一维四元周期性 PT 对称结构 $(ABCD)^3$ 的反射率、透射率以及散射矩阵特征值随入射角的变化。(a)(b) p 偏振光入射到增益-损耗系数 $q=0.64$ 的一维四元周期性 PT 对称结构 $(ABCD)^3$ 时, 反射/透射率 (R, T) 和散射矩阵特征值 Ψ_{\pm} 随入射角 θ_i 的变化; (c)(d) s 偏振光入射到增益-损耗系数 $q=0.43$ 的结构 $(ABCD)^3$ 时, 反射/透射率 (R, T) 和散射矩阵特征值 Ψ_{\pm} 随入射角 θ_i 的变化; (e)(f) p 偏振光入射到增益-损耗系数 $q=0.1$ 的结构 $(ABCD)^3$ 时, 反射/透射率 (R, T) 和散射矩阵的特征值 Ψ_{\pm} 随入射角 θ_i 的变化

Fig. 4 Reflectance, transmittance and the eigenvalues of scattering matrix of one-dimensional quaternary periodic PT symmetric structure $(ABCD)^3$ as functions of the incident angle. (a)(b) Variations of reflectance/transmittance (R, T) and the eigenvalues of scattering matrix Ψ_{\pm} with incident angle θ_i , respectively, when p-polarized light is incident on the structure $(ABCD)^3$ with gain-loss coefficient $q=0.64$; (c)(d) variation of reflectance/transmittance (R, T) and the eigenvalues of scattering matrix Ψ_{\pm} with incident angle θ_i , respectively, when s-polarized light is incident on the structure $(ABCD)^3$ with gain-loss coefficient $q=0.43$; (e)(f) variation of reflectance/transmittance (R, T) and the eigenvalues of scattering matrix Ψ_{\pm} with incident angle θ_i , respectively, when p-polarized light is incident on the structure $(ABCD)^3$ with the gain-loss coefficient $q=0.1$

然后, 研究周期数对一维四元周期性 PT 对称结构 $(ABCD)^N$ 的相干完美吸收激光点和奇异点这两类光学简并点的影响。周期数是潜在影响一维四元周期性 PT 对称结构中相干完美吸收激光点和奇异点这两类光学简并点的参数。为了进一步研究周期数对两类光学简并点的影响, 选择单周期 $(N=1)$ 的 PT 对称结

构, 绘制出 p 偏振光和 s 偏振光从 $\pm z$ 方向入射到一维四元周期性 PT 对称结构 ABCD 时透射率 (T^p, T^s) 和反射率 $(R_{\pm z}^p, R_{\pm z}^s, R_{\pm z}^s, R_{\pm z}^p)$ 的伪彩色图, 如图 5 所示。图 5(a)~(c) 是 p 偏振光入射的情况, 图 5(d)~(f) 是 s 偏振光入射的情况。可以发现, p 偏振光和 s 偏振光入射时, 参数空间分别出现了 1 个相干完美吸收激光

点(分别是箭头指向的 CPA-LP7 和 CPA-LP8), 相干完美吸收激光点的数量相比图 3 有所减少, 但参数空间中奇异点(在图 5 中继续用 EP1、EP2、EP3、EP4、EP5、EP6 表示)的变化与图 3 中相对应的奇异点一致。值得注意的是, 由于周期数 $N=1$, 此时不会出现 Bragg 共振。通过比较图 3 和图 5 可以知道周期数会影响相干完美吸收激光点, 但对奇异点没有影响。为了更进一步证明周期数对相干完美吸收激光点和奇异点这两类光学简并点的影响规律, 选择周期数 $N=6$, 绘制出了 p 偏振光和 s 偏振光从 $\pm z$ 方向入射到一维四元周期性 PT 对称结构 (ABCD)⁶ 时的透射率 (T^p 、 T^s) 和反射率 ($R_{\pm z}^p$ 、 $R_{\pm z}^s$) 伪彩色图, 如图 6 所示。图 6(a)~(c) 表示 p 偏振光入射的情况, 图 6(d)~(f) 表示 s 偏振光入射的情况。从图 6 中可以看出, 在 p 偏振光和 s 偏振光入射下, 参数空间 (θ_i, q) 中的相干完美吸收激光点的数目分别增加到 6 个和 4 个, 参数空间中的白色虚线所表示的奇异点 EP1、EP2、EP3、EP4、EP5 和 EP6 与图 3、图 5 中相对应的奇异点一致。结合图 3、图 5 和图 6 可以得出, 随着周期 N 增加, 相干完美吸收激光点的数目在参数空间内增多。这是因为相干完美吸收激光态与增益-损耗边界上的表面波有关^[37], 随着周期数增加, 这种边界之间的表面波就越剧烈。与相干完美吸收激光点一样, Bragg 共振也随着周期数的增加而越来越剧烈。不同的是, 随着周期数 N 增加,

参数空间内的奇异点不会发生变化, 说明 $N=1$ 时的奇异点变化趋势适应于任何周期数。这是因为周期数为 N 的 PT 对称结构的散射矩阵特征值 $S_{N\pm}$ 也由单周期 ($N=1$) 结构的透射率 T_1 表示^[38], 具体的关系是
$$S_{N\pm} = t_N \left[1 \pm \sqrt{\left(1 - \frac{1}{T_1}\right) \frac{\sin^2(N\phi)}{\sin^2\phi}} \right],$$
 其中 $\phi = \sqrt{\arccos(1/T_1)}$ 。由这一公式可知当单周期结构的透射率 $T_1 = 1$ 时, 公式 $\sqrt{\left(1 - \frac{1}{T_1}\right) \frac{\sin^2(N\phi)}{\sin^2\phi}} = 0$, 此时周期数为 N 的 PT 对称结构的散射矩阵特征值简并, 即 $|S_{N+}| = |S_{N-}|$; 而根据前面理论部分的分析可以知道透射率 $T_1 = 1$ 时, 相对应的单周期结构的散射矩阵特征值也会发生简并, 代表奇异点出现。换句话说, 只要当单周期的 PT 结构出现奇异点时, 任意周期的 PT 对称结构都会出现奇异点。因此, 在任意周期数下, 都可以通过改变增益-损耗系数和入射角来调控奇异点。值得注意的是, 不同于一般的非周期 PT 对称结构^[23], 一维四元周期性 PT 对称结构中保留了周期结构所具有的 Bragg 共振。

最后, 应用相干完美吸收激光点和奇异点这两类光学简并点的可调特性来实现光自旋霍尔效应等光学现象的操控。由前人的研究可知利用两类光学简并点可以实现光自旋霍尔效应^[18]、单向不可见性^[5]和相干

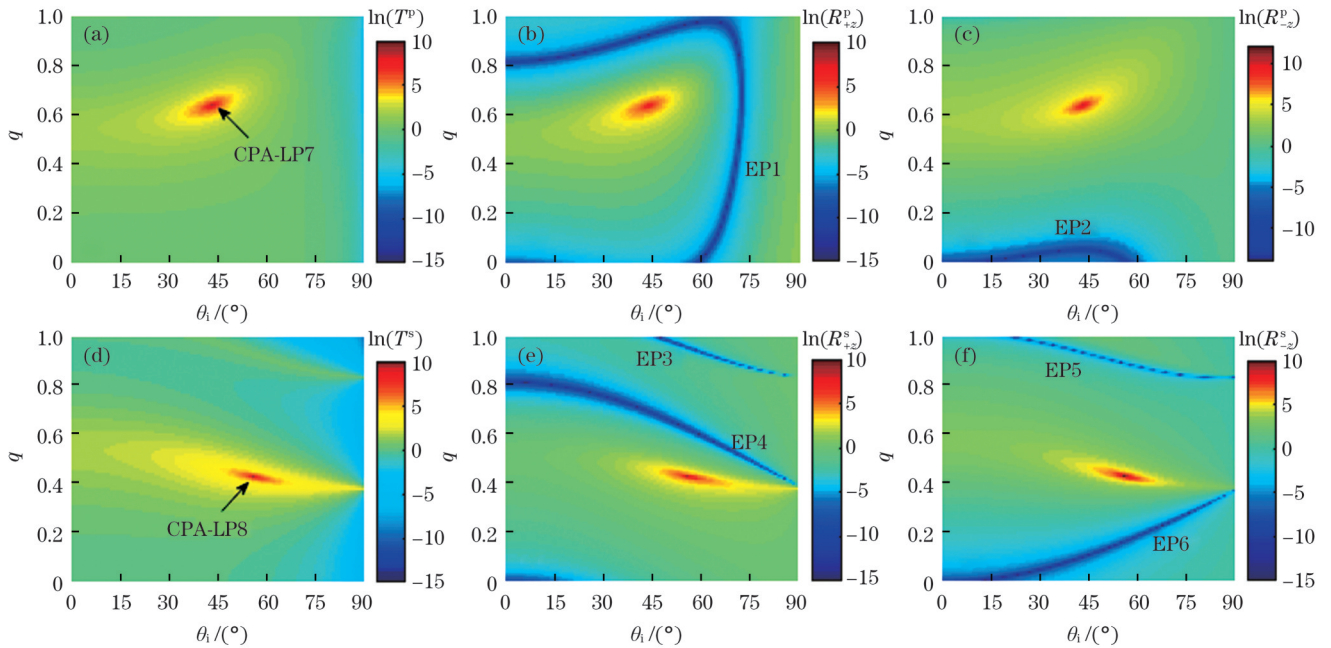


图 5 一维四元周期性 PT 对称结构 ABCD 的透射率和反射率随增益-损耗系数及入射角变化的伪彩色图。(a)~(c) p 偏振光入射时透射率 (T^p)、反射率 ($R_{\pm z}^p$ 和 R_{-z}^p) 随增益-损耗系数 q 及入射角 θ_i 的变化; (d)~(f) s 偏振光入射时透射率 (T^s)、反射率 ($R_{\pm z}^s$ 和 R_{-z}^s) 随增益-损耗系数 q 及入射角 θ_i 的变化

Fig. 5 Pseudo-color images of transmission and reflectance of one-dimensional quaternary periodic PT symmetric structure ABCD as functions of gain-loss coefficient and incident angle. (a)~(c) Transmission (T^p) and reflectance ($R_{\pm z}^p$ and R_{-z}^p) as functions of gain-loss coefficient q and incident angle θ_i for p-polarized light incidence, respectively; (d)~(f) transmission (T^s) and reflectance ($R_{\pm z}^s$ and R_{-z}^s) as functions of gain-loss coefficient q and incident angle θ_i for s-polarized light incidence, respectively

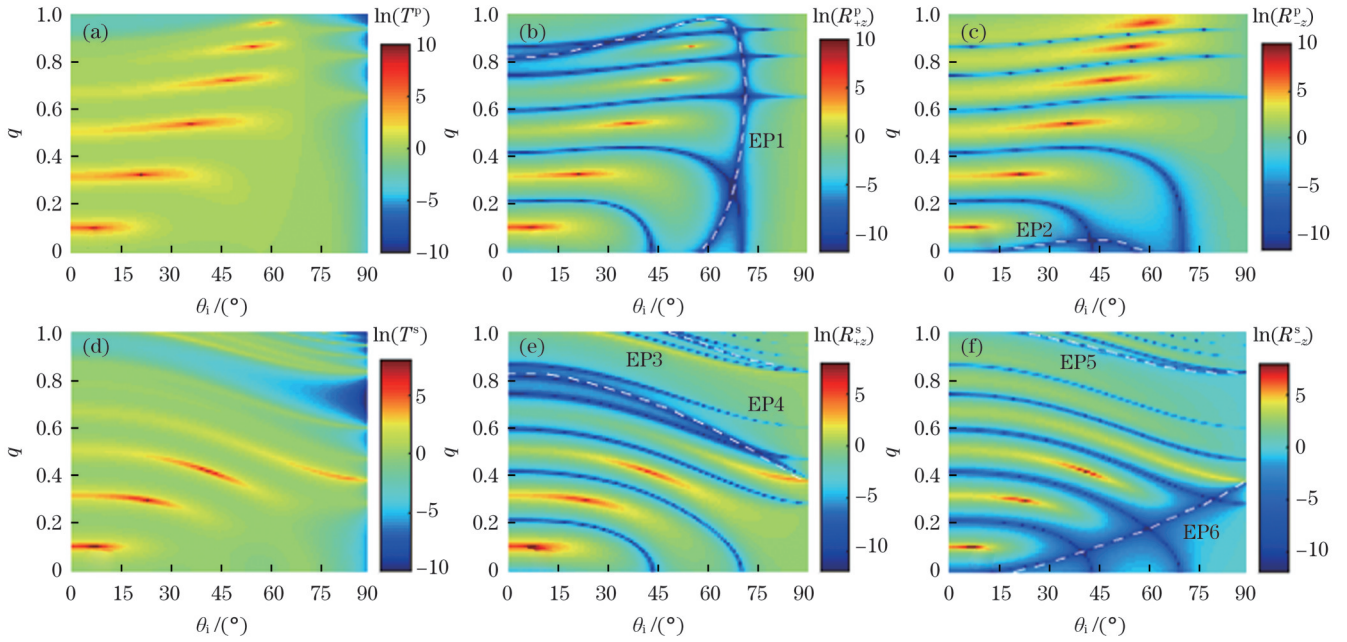


图 6 一维四元周期性 PT 对称结构 (ABCD)⁶ 的透射率和反射率随增益-损耗系数及入射角变化的伪彩色图。(a)~(c) p 偏振光入射时透射率 (T^p)、反射率 (R_{+z}^p 和 R_{-z}^p) 随增益-损耗系数 q 及入射角 θ_i 的变化; (d)~(f) s 偏振光入射时透射率 (T^s)、反射率 (R_{+z}^s 和 R_{-z}^s) 随增益-损耗系数 q 及入射角 θ_i 的变化

Fig. 6 Pseudo-color images of transmission and reflectance of one-dimensional quaternary periodic PT symmetric structure (ABCD)⁶ as functions of gain-loss coefficient and incident angle. (a)–(c) Transmission (T^p) and reflectance (R_{+z}^p and R_{-z}^p) as functions of gain-loss coefficient q and incident angle θ_i for p-polarized light incidence, respectively; (d)–(f) transmission (T^s) and reflectance (R_{+z}^s and R_{-z}^s) as functions of gain-loss coefficient q and incident angle θ_i for s-polarized light incidence, respectively

完美吸收^[8]等光学效应的操控,光学简并点已经展现出其在光学操控方面的潜力。在接下来的研究中,将以光自旋霍尔效应为例,着重探索图 1 所示一维四元周期性 PT 对称结构中可调的两类光学简并点对该效应的操控。光自旋霍尔效应具体是指当光在结构上反射或透射时,自旋角动量相反的光子在垂直于入射面的方向产生光束的横向位移^[18,39-40],该效应已在精密测量^[41-42]、生物分子传感^[43-44]和图像边缘检测^[45]等方面实现了应用。需要注意的是,发生光自旋霍尔效应时的反射(或透射)光束相对于入射面移动的距离被称为反射(或透射)光自旋霍尔效应位移,通常用于反映光自旋霍尔效应的剧烈程度。反射光自旋霍尔效应位移^[19]的具体表达式为

$$\delta_{\pm z, r}^H = U\omega \frac{|r_{\pm z}^p|^2 + \text{Re}[r_{\pm z}^p(r_{\pm z}^s)^*]}{|r_{\pm z}^p|^2 U^2 + |r_{\pm z}^p + r_{\pm z}^s|^2 + \left| \frac{\partial r_{\pm z}^p}{\partial \theta_i} \right|^2 \tan^2 \theta_i}, \quad (11)$$

$$\delta_{\pm z, r}^V = U\omega \frac{|r_{\pm z}^s|^2 + \text{Re}[r_{\pm z}^s(r_{\pm z}^p)^*]}{|r_{\pm z}^s|^2 U^2 + |r_{\pm z}^p + r_{\pm z}^s|^2 + \left| \frac{\partial r_{\pm z}^s}{\partial \theta_i} \right|^2 \tan^2 \theta_i}, \quad (12)$$

式中: $U = k_0 \omega \tan \theta_i$, 其中 k_0 为入射光波矢的大小; ω 为光束束腰。透射光自旋霍尔效应位移^[19]的表达式为

$$\delta_i^H = U\omega \frac{|t_p|^2 + \text{Re}[t_p t_s^*]}{|t_p|^2 U^2 + |t_p - t_s|^2 + \left| \frac{\partial t_p}{\partial \theta_i} \right|^2 \tan^2 \theta_i}, \quad (13)$$

$$\delta_i^V = U\omega \frac{|t_s|^2 + \text{Re}[t_s t_p^*]}{|t_s|^2 U^2 + |t_p - t_s|^2 + \left| \frac{\partial t_s}{\partial \theta_i} \right|^2 \tan^2 \theta_i}. \quad (14)$$

图 7 是一维四元周期性 PT 对称结构 (ABCD)³ 中光自旋霍尔效应位移随增益-损耗系数的变化。这里假定入射光是波长为 λ 的 p 偏振高斯光束,束腰 $\omega = 30\lambda$ 。当入射角 $\theta_i = 15^\circ$ 时,一维四元周期性 PT 对称结构 (ABCD)³ 的水平偏振反射光自旋霍尔效应位移 ($\delta_{+z, r}^H$ 和 $\delta_{-z, r}^H$) 如图 7(a) 所示,其中位移是波长的倍数。通过调节增益-损耗系数 q 可以在 $q = 0.82$ 处实现光自旋霍尔效应位移 $\delta_{+z, r}^H$ 的增大,而此时 $\delta_{-z, r}^H$ 依然接近于 0。这是因为 $q = 0.82$ 对应的是图 3(b) 和图 3(c) 中 $\theta_i = 15^\circ$ 处奇异点的增益-损耗系数,此时反射率与入射方向相关。当 $q = 0.43$ 和 $q = 0.75$ 时,反射光自旋霍尔效应位移 $\delta_{+z, r}^H$ 和 $\delta_{-z, r}^H$ 同时显著增强。这是因为 $q = 0.43$ 和 $q = 0.75$ 对应是图 3(b) 和图 3(c) 中 $\theta_i = 15^\circ$ 处 Bragg 共振点的增益-损耗系数,此时左右两边反射率同时为 0,从而导致 $\delta_{+z, r}^H$ 和 $\delta_{-z, r}^H$ 都显著增强。相比于传统的一维二元周期性 PT 对称结构,一维四元周期性 PT 对称结构可以通过调节增益-损耗系数使结构中出现单向

反射和双向透明特性,产生方向相关、方向无关的光自旋霍尔效应位移,从而为光自旋霍尔效应等光学效应的操控提供了更多方案。另外,选取图 3(a)中 p 偏振光入射到一维四元周期性 PT 对称结构 (ABCD)³ 时的相干完美吸收激光点 CPA-LP1、CPA-LP2、CPA-LP3 对应的入射角 13.47°、42.46°、56.31°,绘制出这些入射角下一维四元周期性 PT 对称结构 (ABCD)³ 中垂直偏振透射光自旋霍尔效应位移 δ_i^V 随增益-损耗系数 q 的变化,如图 7(b) 所示。由图 7(b) 可知,通过调节增益-损耗系数 q 可以调控相干完美吸收激光点,从而在多个入

射角下调控增强的透射光自旋霍尔效应。通过上述分析可以知道在一维四元周期性 PT 对称结构中,通过增益-损耗系数来操控奇异点和 Bragg 共振点可以产生方向相关和方向无关的光自旋霍尔效应。另外,通过增益-损耗系数操控相干完美吸收激光点可以在不同入射角下对增强的透射光自旋霍尔效应的调控。同理,通过控制相干完美吸收激光点和奇异点这两类光学简并点来操控光自旋霍尔效应的方法也适用于其他的光学效应,如单向隐形^[5]、古斯-汉森效应^[17]等光学效应。

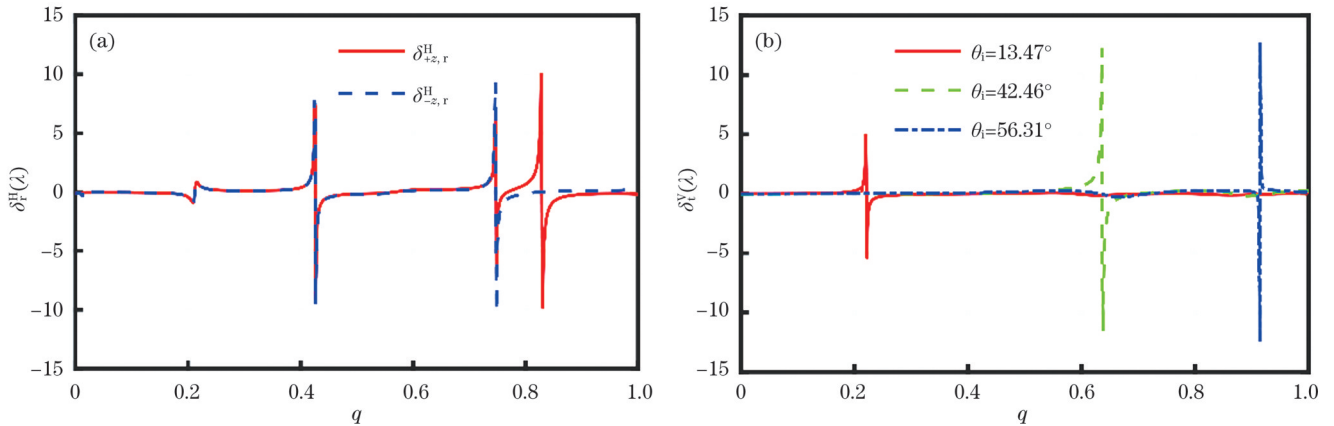


图 7 一维四元周期性 PT 对称结构 (ABCD)³ 中的光自旋霍尔效应位移随增益-损耗系数的变化。(a) 水平偏振反射光自旋霍尔效应位移 δ_r^H 随增益-损耗系数 q 的变化; (b) 垂直偏振透射光自旋霍尔效应位移 δ_i^V 随增益-损耗系数 q 的变化

Fig. 7 Variation of photonic spin Hall effect shifts of one-dimensional quaternary periodic PT symmetric structure (ABCD)³ with gain-loss coefficient. (a) Variation of photonic spin Hall effect shifts of horizontal polarized reflected beam δ_r^H with gain-loss coefficient q ; (b) variation of photonic spin Hall effect shifts of vertical polarized transmitted beam δ_i^V with gain-loss coefficient q

4 结 论

设计了一种一维四元周期性 PT 对称结构,系统地研究了增益-损耗系数、入射角和周期数对相干完美吸收激光点和奇异点这两类光学简并点的影响规律。结果发现:当周期数一定时,改变增益-损耗系数可以在不同入射角下激发相干完美吸收激光点和奇异点这两类光学简并点。对比分析了 PT 对称引起的奇异点以及与周期相关的 Bragg 共振点处的反射特性,结果显示:奇异点处的反射率表现单向性,即左边入射反射率为 0 或右边入射反射率为 0,而 Bragg 共振时左边入射反射率和右边入射反射率均为 0。从本质上来说,奇异点和 Bragg 共振点的起源完全不同:奇异点是 PT 对称结构的特性,源于 PT 对称相的破坏;而 Bragg 共振点则是由波与周期结构的相互作用引起的。进一步研究了周期数对两类光学简并点的影响,结果表明:随着周期数增加,参数空间中的相干完美吸收激光点数目变多,而奇异点数目不受影响。最后,基于上述相干完美吸收激光点和奇异点这两类光学简并点的可调特性,实现了光自旋霍尔效应的操控。通过操控光学简并点对光自旋霍尔效应进行调控的方法也适于其他光学效应的研究。本研究为光子操控提供了一种途径,

为新型光电器件的发展提供了一种可能。

参 考 文 献

- [1] Bender C M, Boettcher S. Real spectra in non-Hermitian Hamiltonians having PT symmetry[J]. Physical Review Letters, 1998, 80(24): 5243-5246.
- [2] Ahmed Z. Energy band structure due to a complex, periodic, PT-invariant potential[J]. Physics Letters A, 2001, 286(4): 231-235.
- [3] Ahmed Z. Real and complex discrete eigenvalues in an exactly solvable one-dimensional complex PT-invariant potential[J]. Physics Letters A, 2001, 282(6): 343-348.
- [4] El-Ganainy R, Makris K G, Christodoulides D N, et al. Theory of coupled optical PT-symmetric structures[J]. Optics Letters, 2007, 32(17): 2632-2634.
- [5] Zhu X F, Feng L, Zhang P, et al. One-way invisible cloak using parity-time symmetric transformation optics[J]. Optics Letters, 2013, 38(15): 2821-2824.
- [6] 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.
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.
- [7] Longhi S. PT-symmetric laser absorber[J]. Physical Review A, 2010, 82(3): 031801.
- [8] 傅廷, 王宇飞, 王学友, 等. 基于 PT 对称和超对称的微结构激光器[J]. 中国激光, 2021, 48(12): 1201005.
Fu T, Wang Y F, Wang X Y, et al. Microstructure lasers based on parity-time symmetry and supersymmetry[J]. Chinese Journal of Lasers, 2021, 48(12): 1201005.

- [9] 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.
- [10] Zhu X F, Peng Y G, Zhao D G. Anisotropic reflection oscillation in periodic multilayer structures of parity-time symmetry[J]. *Optics Express*, 2014, 22(15): 18401-18411.
- [11] Othman M A K, Galdi V, Capolino F. Exceptional points of degeneracy and PT symmetry in photonic coupled chains of scatterers[J]. *Physical Review B*, 2017, 95(10): 104305.
- [12] Wood M G, Burr J R, Reano R M. Degenerate band edge resonances in periodic silicon ridge waveguides[J]. *Optics Letters*, 2015, 40(11): 2493-2496.
- [13] El-Ganainy R, Khajavikhan M, Ge L. Exceptional points and lasing self-termination in photonic molecules[J]. *Physical Review A*, 2014, 90(1): 013802.
- [14] Zhen B, Hsu C W, Igarashi Y, et al. Spawning rings of exceptional points out of Dirac cones[J]. *Nature*, 2015, 525(7569): 354-358.
- [15] Baranov D G, Krasnok A, Shegai T, et al. Coherent perfect absorbers: linear control of light with light[J]. *Nature Reviews Materials*, 2017, 2: 17064.
- [16] Lan J, Zhang X W, Wang L W, et al. Bidirectional acoustic negative refraction based on a pair of metasurfaces with both local and global PT-symmetries[J]. *Scientific Reports*, 2020, 10: 10794.
- [17] Ma P J, Gao L. Large and tunable lateral shifts in one-dimensional PT-symmetric layered structures[J]. *Optics Express*, 2017, 25(9): 9676-9688.
- [18] Zhou X X, Lin X, Xiao Z C, et al. Controlling photonic spin Hall effect via exceptional points[J]. *Physical Review B*, 2019, 100(11): 115429.
- [19] Fu Y Y, Fei Y, Dong D X, et al. Photonic spin Hall effect in PT symmetric metamaterials[J]. *Frontiers of Physics*, 2019, 14(6): 62601.
- [20] Liang C K, Liu D X, Liu R, et al. Chirality-modulated photonic spin Hall effect in PT-symmetry[J]. *Nanophotonics*, 2022, 11(15): 3475-3484.
- [21] 张翔宇, 康明, 刘会刚, 等. 非厄米光学系统中奇异点的传感应用[J]. *中国激光*, 2020, 47(3): 0300001.
Zhang X Y, Kang M, Liu H G, et al. Sensing applications of exceptional points in non-Hermitian optical systems[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2020, 47(3): 0300001.
- [22] 叶思放, 方云团. 基于 Parity-Time 对称耦合微腔的血糖传感器[J]. *中国激光*, 2022, 49(3): 0310002.
Ye S F, Fang Y T. Blood glucose sensor based on parity-time symmetry coupled cavities[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2022, 49(3): 0310002.
- [23] Wang L Y, Liu F H, Liu F M, et al. Optical fractal and exceptional points in PT symmetry Thue-Morse photonic multilayers[J]. *Optical Materials*, 2022, 123: 111821.
- [24] Zhu X F. Defect states and exceptional point splitting in the band gaps of one-dimensional parity-time lattices[J]. *Optics Express*, 2015, 23(17): 22274-22284.
- [25] Özbay E, Abeyta A, Tuttle G, et al. Measurement of a three-dimensional photonic band gap in a crystal structure made of dielectric rods[J]. *Physical Review B*, 1994, 50(3): 1945-1948.
- [26] Xia M L, Luo J J, Chen C, et al. Semiconductor quantum dots-embedded inorganic glasses: fabrication, luminescent properties, and potential applications[J]. *Advanced Optical Materials*, 2019, 7(21): 1900851.
- [27] Govyadinov A A, Podolskiy V A, Noginov M A. Active metamaterials: sign of refractive index and gain-assisted dispersion management[J]. *Applied Physics Letters*, 2007, 91(19): 191103.
- [28] 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.
- [29] 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.
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.
- [30] 蒋怡成. 磷、硼掺杂纳米硅/二氧化硅多层膜材料的光电性质研究[D]. 南京: 南京大学, 2019.
- [31] Jiang Y C. The study on the electric and optical properties of phosphorus or boron doped Si nanocrystalline/SiO₂ multilayers[D]. Nanjing: Nanjing University, 2019.
- [32] Novitsky A, Lyakhov D, Michels D, et al. Unambiguous scattering matrix for non-Hermitian systems[J]. *Physical Review A*, 2020, 101(4): 043834.
- [33] Luo Z M, Qu S, Liu J, et al. General conditions of polarization-independent transmissions in one-dimensional magnetic photonic crystals[J]. *Journal of Modern Optics*, 2013, 60(2): 171-176.
- [34] Luo Z M, Chen M, Deng J Y, et al. Low-pass spatial filters with small angle-domain bandwidth based on one-dimensional metamaterial photonic crystals[J]. *Optik*, 2016, 127(1): 259-262.
- [35] Tang Y, Yang X B, Zheng J, et al. Singular characteristics of optical Thue-Morse multilayers composed of PT-symmetric elements[J]. *Annalen Der Physik*, 2019, 531(12): 1900275.
- [36] Zhao D, Zhou G P, Wang Y, et al. Double-wavelength coherent perfect absorption laser in Thue-Morse PT-symmetric photonic crystals[J]. *Results in Physics*, 2022, 39: 105746.
- [37] Russell P S. Bragg resonance of light in optical superlattices[J]. *Physical Review Letters*, 1986, 56(6): 596-599.
- [38] Shramkova O V, Tsironis G P. Scattering properties of PT-symmetric layered periodic structures[J]. *Journal of Optics*, 2016, 18(10): 105101.
- [39] Wu H Z, Yang X B, Tang Y, et al. The scattering problem in PT-symmetric periodic structures of 1D two-material waveguide networks[J]. *Annalen Der Physik*, 2019, 531(9): 1900120.
- [40] Onoda M, Murakami S, Nagaosa N. Hall effect of light[J]. *Physical Review Letters*, 2004, 93(8): 083901.
- [41] 王筠. 函数型光子晶体表面的光自旋霍尔效应[J]. *激光与光电子学进展*, 2021, 58(23): 2316003.
- [42] Wang Y. Spin Hall effect of light on the surface of functional photonic crystal[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2021, 58(23): 2316003.
- [43] Zhou X X, Ling X H, Luo H L, et al. Identifying graphene layers via spin Hall effect of light[J]. *Applied Physics Letters*, 2012, 101(25): 251602.
- [44] Liu S Q, Shou Y C, Zhou X, et al. Lattice-dependent spin Hall effect of light in a Weyl semimetal[J]. *Optics Express*, 2020, 28(8): 10783-10793.
- [45] Tang P, Shu Y T, Wen Z X, et al. High-resolution determination of kinetic parameters of sucrose hydrolysis based on weak measurement[J]. *IEEE Photonics Journal*, 2022, 14(1): 6810106.
- [46] 罗朝明, 唐鹏, 张勇, 等. 基于量子弱测量的高分辨氨基酸种类识别[J]. *光学学报*, 2022, 42(22): 2227001.
Luo Z M, Tang P, Zhang Y, et al. High-resolution identification of amino acid species based on quantum weak measurement[J]. *Acta Optica Sinica*, 2022, 42(22): 2227001.
- [47] He S S, Zhou J X, Chen S Z, et al. Spatial differential operation and edge detection based on the geometric spin Hall effect of light[J]. *Optics Letters*, 2020, 45(4): 877-880.

Optical Degenerate Points Regulation in One-Dimensional Quaternary Periodic PT Symmetric Structure

Song Yifei¹, Shu Yetao¹, Tang peng¹, Wan ting¹, Luo Zhaoming^{1,2*}

¹Key Laboratory of Hunan Province on Information Photonics and Freespace Optical Communications, School of Information Science and Engineering, Hunan Institute of Science and Technology, Yueyang 414006, Hunan, China;

²School of Physics and Chemistry, Hunan First Normal University, Changsha 410205, Hunan, China

Abstract

Objective Optical parity-time (PT) symmetric systems have attracted significant attention since their inception because of the unique properties possessed by them. Degeneracy in the state space of a dynamical system refers to points where two or more physical eigenstates coalesce into one. Recently, there has been a growing interest in the degeneracy of PT symmetric optical systems. Coherent perfect absorption laser point (CPA-LP) and exceptional point (EP) are two types of optical degenerate points, where special degeneracies of PT symmetric optical systems exist. Some unique optical phenomena, such as bidirectional acoustic negative refraction, giant Goos-Hänchen shift, and the spin Hall effect of light have been discovered at these degenerate points. Manipulating two optical degenerate points has significant application potential and relevance in photonics. Photonic crystals are artificial microstructures of media with different refractive indices that are arranged periodically and are often used to modulate photons. In Refs. [23] and [24], optical degenerate points in composite structures comprising photonic crystal and PT symmetry were manipulated, and unusual scattering features were found. Therefore, the combination of traditional photonic crystals and PT symmetry can provide a new method to manipulate optical degenerate points and explore unique optical phenomena. In this study, we propose a one-dimensional quaternary periodic PT-symmetric structure and investigate the effects of structural parameters on two optical degenerate points.

Methods The proposed one-dimensional quaternary periodic PT symmetric structure can be denoted as $(ABCD)^N$, where N is the period number (Fig. 1). Gain or loss media A, B, C, and D can be prepared by doping quantum dots into common media. In optics, PT symmetry requires a complex refractive index distributed in the form of $n(z) = n^*(-z)$, where $*$ denotes a complex conjugate. Therefore, the refractive indices of media A, B, C, and D are set to $n_A = 1.8 + qi$, $n_B = 1.6 - qi$, $n_C = 1.6 + qi$, and $n_D = 1.8 - qi$, respectively, where q is the gain-loss coefficient. This coefficient can be modulated by the doping concentration of the quantum dots. The optical thicknesses of A, B, C, and D are given as $d_j = \lambda \sqrt{4\text{Re}(n_j)}$ with $j = A, B, C, D$, where $\text{Re}(n_j)$ are the real parts of their complex refractive indices, and λ is the central wavelength of the incident light. When a beam was incident on the one-dimensional quaternary periodic PT symmetric structure, the transfer matrix method was used to solve specific reflection and transmission coefficients. On this basis, the eigenvalues of the scattering matrix were derived further to explore the optical degeneracy of the structure.

Results and Discussions We investigated the effects of the gain-loss coefficient, incident angle, and period number on the CPA-LP and EP in the proposed one-dimensional quaternary periodic PT-symmetric structure by using numerical simulation. First, we fixed the period number to be $N=3$, and flexibly adjusted two optical degenerate points under different incident angles by changing the gain-loss coefficient (Fig. 3). Then, we focused on the difference of the reflection characteristics between the EP caused by PT symmetry and the Bragg resonance point related with period, and found that the unidirectional reflectionlessness and the bidirectional transparency appear at the EP and the Bragg resonance point, respectively (Fig. 4). To explore the influence of period number on the two optical degenerate points in one-dimensional quaternary periodic PT symmetric structure, we also study the CPA-LP and the EP in the structure with period number $N=1, 6$. The results show that the number of CPA-LP increases in the parameter space as the period number increases, while the number of EP remains unchanged (Figs. 3–5). Finally, we achieved the manipulation of optical phenomena, such as the photonic spin Hall Effect based on the controllable properties of the two optical degenerate points (Fig. 6).

Conclusions In summary, a one-dimensional quaternary periodic PT-symmetric structure is proposed, and the effects of the gain-loss coefficient, incident angle, and period number on two optical degenerate points in the structure are investigated. At a certain period, two optical degenerate points can be flexibly regulated under different incident angles by adjusting the gain-loss coefficient. The difference in reflection characteristics between the EP, which is attributed to the PT symmetry, and Bragg resonance associated to the periodic structure is analyzed. When the beam is incident along the left and right sides, the reflectance to only one side is zero at the EP, resulting in unidirectional reflectionlessness characteristics, whereas both the reflectance were zero at the Bragg resonance point, resulting in bidirectional reflectionlessness characteristics. The effect of the period number on the two optical degenerate points is investigated further, and the results show that the quantity of CPA-LP increases with the period number, while EP is independent of the period. Finally, the manipulation of optical phenomena such as the photonic spin Hall Effect is done by using the controllable properties of optical degenerate points. These studies can provide a method to manipulate photons for the development of new optoelectronic devices.

Key words nonlinear optics; parity-time symmetric structure; degenerate points; exceptional point; coherent perfect absorption laser point