

基于 PT 对称和超对称的微结构激光器

傅廷^{1,3}, 王宇飞^{1,2}, 王学友^{1,3}, 陈静瑄^{1,3}, 周旭彦¹, 郑婉华^{1,2,3,4*}¹中国科学院半导体研究所固态光电信息技术重点实验室, 北京 100083;²中国科学院大学未来技术学院, 北京 101408;³中国科学院大学材料科学与光电工程研究中心, 北京 100049;⁴中国科学院半导体研究所集成光电子学国家重点实验室, 北京 100083

摘要 激光器是一种高亮度、高效率和高相干性的功率转换器件, 特别是在半导体激光器系统中, 不仅存在折射率的高低分布, 而且还同时存在增益和损耗分布, 是一个天然的非厄米光学系统。通过引入微结构调控激光器的折射率和增益损耗分布, 可以在基于半导体激光芯片的光学平台上实现宇称时间对称、超对称等物理效应, 并实现对激光器的空间光场和频域光谱的调控, 从而获得高性能的新型微结构激光器。其中, 宇称时间对称有望改善激光器的光谱、近场和远场分布, 而超对称有望实现单侧模大功率输出。本文主要从这些物理效应的基本原理出发, 综述了基于宇称时间对称和超对称的激光器的工作, 探讨了新型微结构激光器的可能发展方向。

关键词 激光器; 非厄米光子学; 宇称时间对称; 超对称

中图分类号 TN248

文献标志码 A

doi: 10.3788/CJL202148.1201005

1 引言

传统的半导体激光器沿腔长方向常常利用分布式反馈(DFB)光栅^[1-2]、分布式布拉格反射(DBR)光栅^[3-4]、狭槽^[5]等结构选择纵模, 在其侧向则利用窄脊条^[6-7]、啁啾阵列^[8-9]、倾斜腔^[10-11]等结构选择侧模。通过这些传统的模式调控手段虽然都获得了性能优异的激光器, 但是仍存在着不足。例如, 虽然DFB和DBR都能够很好地筛选出单个纵模, 但是需要用到二次外延, 这就增加了工艺的复杂度, 提高了制作的成本; 又如, 窄脊条半导体激光器能够维持单个侧向空间模式, 改善了激光器的水平光束质量, 但是其有限的电流注入面积限制了激光器的最大输出功率。因此, 除了利用这些传统光场调控手段去优化激光器的工艺流程和设计新的结构^[12-16], 人们也在思考能否从量子系统中借鉴一些物理概念, 并将其引入到激光器的设计中。在傍轴近似下, 光场所满足的微分方程在数学形式上与电子所满足的薛定谔方程是一致的^[17-21], 导致它们的解的形式也是

一样的。因此, 可以将量子系统中的一些物理效应, 如宇称时间(PT)对称^[22-25]、超对称(SUSY)^[26-32]等, 引入到光学系统^[17-19, 33-34], 实现激光器光场分布的调控。

传统的厄米量子理论认为只有厄米系统才会有实数本征值, 但是事实上 Bender 等^[22]在 1998 年就证明了满足 PT 对称的非厄米量子系统也可以拥有实数本征值, 此时系统的哈密顿量 H 和算符 PT 对易并具有完全相同的本征态, 系统处于 PT 对称相; 若哈密顿量 H 和算符 PT 不具有完全相同的本征态, 系统的部分本征值变为成对的共轭复数, 系统进入 PT 对称破缺相^[25]。这里的宇称算符 P 有空间镜像的作用, 时间反演算符 T 具有反演时间流动的作用。由于系统的哈密顿量的动能部分在 PT 算符的作用下具有不变的特性, 因此一个 PT 对称的系统要求其势函数满足 $V(x) = V^*(-x)$ ^[17]。这对应到光学系统中就要求其复折射率分布满足 $n(x) = n^*(-x)$ ^[19-20], 即折射率分布是偶对称的, 而增益损耗的分布是奇对称的。虽然实际的器件中

收稿日期: 2021-02-21; 修回日期: 2021-03-16; 录用日期: 2021-04-07

基金项目: 国家重点研发计划(2016YFB0401804, 2016YFA0301102)、国家自然科学基金(91850206, 62075213)

*E-mail: whzheng@semi.ac.cn

增益损耗分布往往不是严格的奇对称,但只要它们的分布具有不对称性,也同样可以实现准 PT 对称并实现类似的物理相变过程^[20,35-38]。许多利用 PT 对称光学系统的相变特性的光学器件相继被报道^[39-42]。利用 PT 对称破缺相的模场分离特性^[21,43-47],可以在激光器的侧向引入 PT 对称的耦合结构,制备出单侧模、单纵模的激光器^[48-52];还可以在激光器的纵向引入 PT 对称的光学结构,设计完美相干吸收(CPA)^[53]激光器,实现对激光器纵模的筛选^[37-38,54-57]。此外,PT 对称相和 PT 对称破缺相的过渡点是一个奇异点(EP)^[58-63],也叫自发 PT 对称破缺点^[43,47]。在 EP 处,不仅两个或者更多模式的复本征值发生简并,而且它们的模场也发生了简并,导致了許多奇特的光学效应,如单向不可见性^[55-56,64-68]、灵敏度增强效应^[60]等。特别地,利用 EP 的单向不可见性可以设计出单向激射的轨道角动量(OAM)微环激光器^[55-56],可以按需输出具有特定拓扑荷数和角动量的涡旋光束。

除了 PT 对称可以改善激光器的光学特性,SUSY 原理也被引入到激光器的设计中。SUSY 源于量子场论^[26-31],用于同等地处理玻色子和费米子,后又用于量子力学中^[32]。正如前面提到的,量子系统和光学系统具有相似性,于是人们也将 SUSY 数学原理用到了光学设计中^[69-78]。SUSY 光学设计的主要思想就是构建一个已知光学系统的超配对(Superpartner)系统,而且这个超配对系统缺失了原始系统的某个光子态的本征值,但拥有原始系统其余光子态的本征值,此时 SUSY 未被破缺;相反,如果超配对系统和原始光学系统具有完全相同的本征值,那么 SUSY 出现了破缺^[70,73]。光学设计中常用到的是未发生破缺的 SUSY,此时可以通过 Cholesky 法或者 QR 分解法来构建已知光学系统的超配对系统^[70-71,79],并在此基础上构建具有相同散射特性的光学系统^[72]、设计 SUSY 模式转换器^[71]和构思新型 SUSY 激光器阵列^[74]等。其中,SUSY 激光器阵列利用了原始波导阵列和超配对波导阵列之间的全局相位耦合特性,将原始波导阵列的基超模局域在原始波导阵列中,而将其余的高阶超模耦合到超配对波导阵列中,并结合激光器的非厄米特性,利用超配对阵列中的本征损耗或者人为添加的损耗来增大基超模和高阶超模间的激射增益阈值差,从而实现单侧模的激光输出,提高激光器的水平光束质量^[77]。这种全局的相位匹配条件来源于原始阵列的 SUSY 变换只滤除了超配对阵列中

原始阵列的基超模的本征值,保留了其余高阶超模的本征值,从而使得只有原始阵列的高阶超模会耦合到超配对阵列中。

本文首先简要地介绍 PT 对称和超对称的基本原理,然后回顾了近些年来基于这些物理概念的微结构激光器的发展状况,最后对基于 PT 对称和超对称的微结构激光器发展进行总结和展望。

2 基本原理

2.1 PT 对称原理

侧向耦合的 PT 对称光学系统的模式调控原理可以用耦合模理论来加以解释^[46,48,80]。图 1(a)为本课题组之前设计的一个侧向 PT 对称的双波导阵列的结构示意图^[81],其中两个波导具有相同的几何参数,左侧的波导具有增益 γ_1 ,右侧的波导具有损耗 γ_2 ,且 $\gamma_2 = -\gamma_1$,也就是说该波导阵列的复折射率实部是耦合对称的,复折射率的虚部是奇对称的,因此该结构满足 PT 对称。假设两个波导单元的电场振幅分别为 a_1 和 a_2 ,两个波导的本征模式的复传播常数依次为 β_1 和 β_2 ,光场沿 z 方向传输,在紧束缚近似的条件下,可以得到以下的耦合模方程

$$\frac{d}{dz} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -j\beta_1 & -j\kappa \\ -j\kappa & -j\beta_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix}, \quad (1)$$

式中: κ 为两个波导单元之间的耦合系数。假设(1)式的解的形式为 $a_i = a_{i0} \exp(-j\beta_i z)$, $i = 1, 2$,据此可以求解得到耦合阵列的两个超模的复传播常数

$$\beta_c = \beta_r + j \frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2} \pm \sqrt{\kappa^2 - \left(\frac{\gamma_1 - \gamma_2}{2}\right)^2}, \quad (2)$$

式中: β_r 为 β_1 和 β_2 的实部,即传播常数; γ_1 和 γ_2 分别为 β_1 和 β_2 的虚部,即振幅衰减常数。在 PT 对称的条件下,(2)式可以进一步化简为

$$\beta_c = \beta_r \pm \sqrt{\kappa^2 - \gamma_1^2}. \quad (3)$$

利用(3)式可以研究侧向耦合 PT 对称波导阵列的相变过程。当 $\kappa > \gamma_1$ 时,系统处于 PT 对称相,此时两个超模的复传播常数的实部分离而虚部简并,如图 1(b)、(c)所示,两个超模都均匀地分布在两个波导之中;当 $\kappa < \gamma_1$ 时,系统处于 PT 对称破缺相,此时两个超模的复传播常数的实部简并而虚部分离,超模的模场发生分离,增益模式分布在增益区而损耗模式分布在损耗区,如图 1(d)所示;当 $\kappa = \gamma_1$ 时,不仅两个超模的复传播常数简并到一起,而且它们的模场分布也完全一致,此时系统达到了 EP 或者自发 PT 对称破缺点。由于基模的耦合系数一般会

小于高阶模式的耦合系数, 因此基模耦合得到的超模会比高阶模耦合得到的超模先进入 PT 对称破缺相。利用这个特性可以让基超模工作在 PT 对称破缺相, 同时保持其他高阶超模处于 PT 对称相, 从而只让基超模中的增益模式局域在增益区并获得增益而激射, 而损耗模式会获得净的损耗, 高阶超模保持中性的状态, 均不会激射, 最终得到单侧模激光

器^[46,49,51-52]。图 1(d)所示为一个局域在增益区的基增益超模的模场分布, 而图 1(e)所示为同一波导结构的一个高阶超模的模场分布, 可见高阶超模确实均匀分布在增益区和损耗区。此外, 由于激光器的不同纵模获得的增益大小不同, 因此获得增益较大的模式会优先进入 PT 对称破缺相, 增大纵模间的激射增益阈值差, 并抑制其他纵模的激射^[48-49,52]。

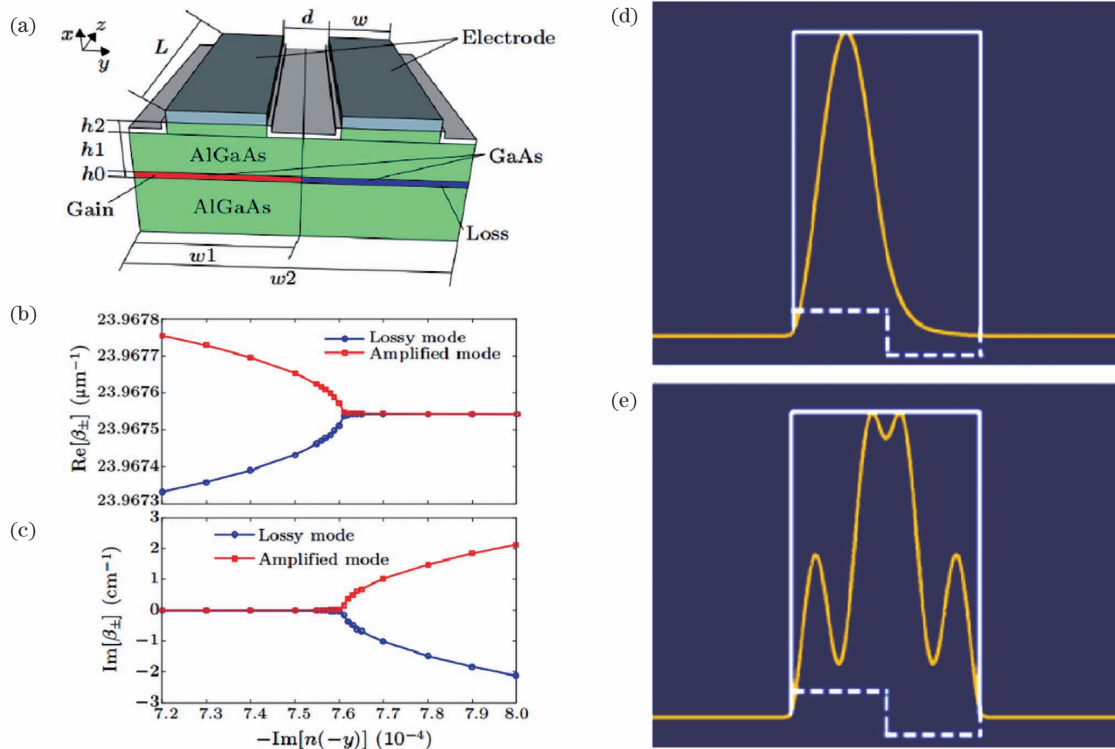


图 1 侧向 PT 对称原理^[46,81]。(a)侧向 PT 对称的双波导阵列的结构示意图;(b)(c)相应的复传播常数随增益波导复折射率虚部的变化。(d)(e)基超模和高阶超模的增益模式在 PT 对称波导中的模场分布, 白色实线为复折射率的实部, 白色虚线为复折射率虚部分布, 黄色曲线为电场强度

Fig. 1 Theory of lateral PT symmetry^[46,81]. (a) Schematic of laterally PT-symmetric double waveguide arrays; (b)(c) the corresponding complex propagation constant versus the imaginary part of the complex refractive index of the gain waveguide; (d)(e) mode field distributions of fundamental supermode and high-order supermode in the PT-symmetric waveguide, respectively. White solid line is the real part of the complex refractive index, white dashed line is the imaginary part of the complex refractive index, and yellow line is the electric field intensities

PT 对称还可以在激光器的纵向(沿腔长方向)得以实现。同样, 也可以用反向传输的耦合模理论来研究纵向 PT 对称的光学系统^[54,80]。除此, 还可以利用散射矩阵法或者传输矩阵法来描述纵向 PT 对称的光学系统^[43-44], 这里以传输矩阵法为例来解释纵向 PT 对称光学系统的光场演化过程。对于图 2(a)所示的一个二端口光学系统, 假设其中的复介电常数分布满足 $\epsilon(x) = \epsilon^*(-x)$, 即满足 PT 对称, 其中 $x < |L/2|$ 。利用传输矩阵法可以将两个端口的前向波、后向波的振幅间的关系表示为

$$\begin{bmatrix} c \\ d \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a \\ b \end{bmatrix}, \quad (4)$$

式中: M_{ij} 为传输矩阵 $\mathbf{M}(\omega)$ 的矩阵元, $i, j = 1, 2$, ω 为角频率。如果该光学腔能够产生激光, 那么入射光的振幅 a, d 均为 0, 根据(4)式可得 $M_{22} = 0$, 此时可以求出一系列位于复平面实轴下方的复频率。再由散射矩阵元和传输矩阵元之间的关系可知, 这些复频率对应于散射矩阵的极点。随着外加的增益增大, 这些散射矩阵的极点可以到达实轴, 对应于激光的产生。如果该光学腔只有入射光, 而出射光的

振幅 b, c 均为 0, 那就要求 $M_{11} = 0$ 并且 $d = M_{21}a$, 此时也可以求出一系列位于复平面实轴上方的复频率, 同理, 它们对应于散射矩阵的零点。由于该光学腔具有 PT 对称性, 可以发现, 随着增益的增大, 这些零点也会到达实轴, 这对应于 CPA 现象的出现。更加奇特的是, 对于这种 PT 对称的光学系统, 极点和零点是同时到达实轴的, 如图 2(f) 上图所示, 这表明纵向 PT 对称的光学系统能够同时实现激光和 CPA, 即所谓的 CPA 激光器^[38]。其中, 要实现 CPA, 两束入射光的强度和相位必须满足 $d = M_{21}a$, 此时在发生 CPA 的角频率 ω_0 附近会出现一个强烈的吸收峰, 如图 2(d) 的实线所示。这种 CPA 现象来源于干涉和吸收的相互作用, 入射的光波在特定的振幅和相位条件下发生干涉, 使得光场被无

限长时间地局域在损耗区, 最终被损耗介质吸收^[53]。而当入射的光场不满足发生 CPA 的振幅和相位条件时, 无论是单端口入射的光场还是对随机相位平均后的双端口非相干入射光, 在 ω_0 附近都会被放大, 如图 2(d) 的虚线和点线所示。其中, Θ 是全局反射/透射系数, 定义为总的出射光强度与总的入射光强度的比值^[43], 即

$$\Theta = \frac{|b|^2 + |c|^2}{|a|^2 + |d|^2} \quad (5)$$

此外, 在 PT 对称的分布式反馈结构[图 2(c)]中, 也观察到类似的全局特性, 如图 2(e) 所示。但是, 对于图 2(b) 所示的只具有增益介质的激光腔来说, 在同一个角频率处同时实现激光和 CPA 是不可能的^[43]。最后, 这种纵向 PT 对称光学系统也存在着

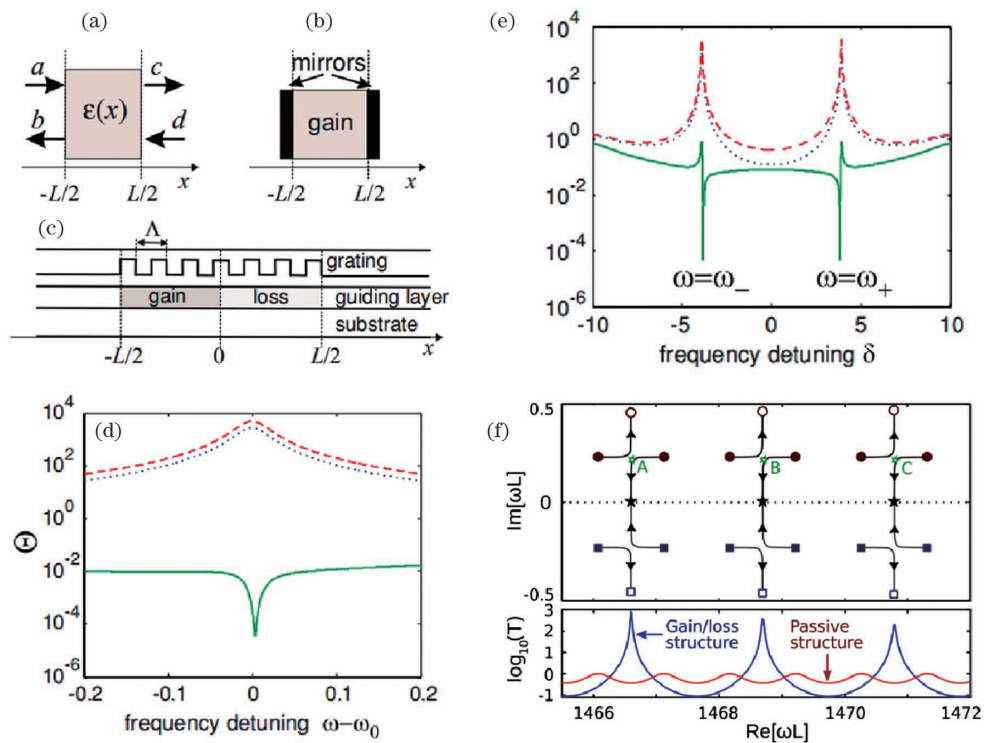


图 2 纵向 PT 对称原理^[43-44]。(a)~(c)纵向 PT 对称的二端口光学系统、传统激光腔和纵向 PT 对称的分布式反馈波导的结构示意图;(d)(e)纵向 PT 对称的二端口光学系统和纵向 PT 对称的分布式反馈波导在不同入射光场下的全局反射/透射系数随角频率失谐量的变化,实线为满足 $d/a = M_{21}$ 的双端口相干激励光,虚线为对随机相位平均后的双端口非相干激励光,点线为单端口激励光;(f)纵向 PT 对称的光学系统的散射矩阵的零点、极点分布图以及取对数后的透射谱

Fig. 2 Theory of longitudinal PT symmetry^[43-44]. (a)–(c) Schematics of the longitudinally PT-symmetric two-port optical system, the traditional laser cavity, and the longitudinally PT-symmetric distributed feedback waveguide, respectively; (d)(e) behavior of the overall reflection/transmission coefficient versus angular frequency detuning for the longitudinally PT-symmetric two-port optical system and the longitudinally PT-symmetric distributed feedback waveguide, respectively, solid line is the two-port coherent input excitation satisfying $d/a = M_{21}$, dashed line is the two-port incoherent input excitation with the averaged random phase, and dotted line is the single-port input excitation; (f) distributions of the poles and the zeros in the complex plane and log of transmittance for one longitudinally PT-symmetric optical system

类似的 PT 对称相变过程,其演变过程和侧向耦合一致。随着增益的增大,相邻两个极点或者零点先沿水平方向相向移动再沿垂直方向反向移动,如图 2(f)的上图所示,分别对应着 PT 对称相和 PT 对称破缺相。由于其中一个极点或者零点在 PT 对称破缺相中会移向无穷远,因此最终只有一个模式能够实现激射或者 CPA,这也就使得系统处于 PT 对称破缺相时的自由光谱范围是无源系统的两倍,如图 2(f)的下图所示。值得注意的是,纵向 PT 对称光学系统在 EP 处存在着单向不可见性,也就是说,光波从某个方向入射到该系统时反射率为 0。图 2(f)中的 A、B、C 点就是一些 EP,利用这些 EP 的单向不可见性可以设计单向传输的无反射 PT 对称超材料^[65]等结构。

2.2 超对称原理

在非相对论量子力学的体系下^[32],对于一个哈密顿量为 $H^{(1)}$ 的系统,可将 $H^{(1)}$ 分解为 $A^\dagger A$,并据此构建另一个系统 $H^{(2)} = AA^\dagger$,其中 A 和 A^\dagger 是一对互为厄米共轭的算符。假设 $\varphi_n^{(1)}$ 是 $H^{(1)}$ 的第 n 个本征态,对应的本征值为 $\lambda_n^{(1)}$,则对应的本征值方程为

$$H^{(1)} \varphi_n^{(1)} = \lambda_n^{(1)} \varphi_n^{(1)}. \quad (6)$$

将算符 A 同时作用到(6)式的两侧,整理可得

$$H^{(2)} (A\varphi_n^{(1)}) = \lambda_n^{(1)} (A\varphi_n^{(1)}). \quad (7)$$

可以发现, $A\varphi_n^{(1)}$ 是 $H^{(2)}$ 的本征值为 $\lambda_n^{(1)}$ 的本征态,因此 $H^{(1)}$ 和 $H^{(2)}$ 具有相同的本征值,它们是等频谱的。这里的算符 A 可以将原始系统 $H^{(1)}$ 的本征态 $\varphi_n^{(1)}$ 转化为超配对系统 $H^{(2)}$ 的同本征值的本征态 $A\varphi_n^{(1)}$,如图 3(a)所示;同理,算符 A^\dagger 可以将超配对系统 $H^{(2)}$ 的本征态 $\varphi_n^{(2)}$ 转化为原始系统 $H^{(1)}$ 的同本征值的本征态 $A^\dagger \varphi_n^{(2)}$ 。如果算符 A 湮灭掉原始系统的基态 $\varphi_0^{(1)}$,即 $A\varphi_0^{(1)} = 0$,那么超配对系统中只能测量出原始系统基态以外的态所对应的本征值, SUSY 未发生破缺;反之,如果在超配对系统中可以测量出原始系统的所有本征值,此时 SUSY 发生了破缺^[70,73]。在光学领域中,这种利用超对称变换构建超配对系统的方法既可以适用于折射率连续变化的光学系统^[70],也适用于离散的波导或者谐振器阵列^[74]。而对超对称激光器阵列来说,常用到的是离散的超对称变换,而且此时的 SUSY 未发生破缺。

对于离散的超对称变换,常用到的数学手段是

Cholesky 法或者更为广泛的 QR 矩阵分解法^[79],对应的物理模型也是同向耦合模理论^[80]。在紧束缚近似下,根据耦合模方程(1)可得到拥有 N 个波导单元的波导阵列的本征值方程

$$H_0 \mathbf{A}_0 = \beta_{c_n} \mathbf{A}_0, \quad (8)$$

式中:波导阵列的哈密顿量 H_0 是一个 $N \times N$ 维的三对角矩阵,其矩阵单元为 $H_{mn} = \delta_{m-1,n} \kappa_{m,n} + \delta_{m+1,n} \kappa_{m,n} + \delta_{m,n} \beta_n$, $\kappa_{m,n}$ 为波导单元 m 和波导单元 n 之间的耦合系数, β_n 为第 n 个波导单元的传播常数; \mathbf{A}_0 是一个 $N \times 1$ 维的振幅矢量,其单元 a_n 是第 n 个波导单元处的电场振幅; β_{c_n} 是该阵列中第 n 个超模的传播常数。如果想要从超配对阵列中移除原始阵列的第 n 个超模的本征值 β_{c_n} ,则需要人为构建哈密顿量 $H^{(1)}$ 并进行 QR 分解,则有

$$H^{(1)} = H_0 - \beta_{c_n} = QR, \quad (9)$$

式中: Q 是一个正交矩阵; R 是一个上三角矩阵。此时,经超对称变换得到的哈密顿量 $H^{(2)}$ 可以表示为

$$H^{(2)} = H_p - \beta_{c_n} = RQ, \quad (10)$$

式中: $(H_p)_{N-1}$ 为超对称变换得到的超配对阵列的哈密顿量,下标 $N-1$ 表示只取矩阵的左上块对角矩阵,维数为 $(N-1) \times (N-1)$ 。这是因为超配对阵列的第 N 个波导已经从该阵列中解耦,理论计算结果显示该波导单元和相邻波导单元间的耦合系数为 0,这也间接反映了本征值 β_{c_n} 已经从超配对阵列中滤除了^[71,74]。从(9)、(10)式可以看出,QR 分解法可以从超配对阵列中移除任意一个模式的值,而前面所提到的 $A^\dagger A$ 分解法(即 Cholesky 法)只能移除基模的本征值,因此前者的适用性更强。根据上面介绍的 SUSY 理论,本课题组设计了一个超对称激光器阵列,如图 3(b)所示。该 SUSY 半导体激光器阵列包括 5 个波导单元,其中,原始阵列有 3 个波导单元,超配对阵列有 2 个单元。可以看到,由于原始阵列的基超模本征值已经从超配对阵列中滤除了,因此它的基超模会局域在原始阵列中,而其余高阶超模在超配对阵列中均有配对对象,会通过全局相位耦合方法耦合到超配对阵列中。如果只对原始阵列进行能量泵浦,则高阶超模会受到超配对阵列中本征损耗的耗散,但基超模不会,这就增大了基超模与高阶超模间的激射增益阈值差,最终使得只有基超模激射并获得一个单瓣的侧向远场。

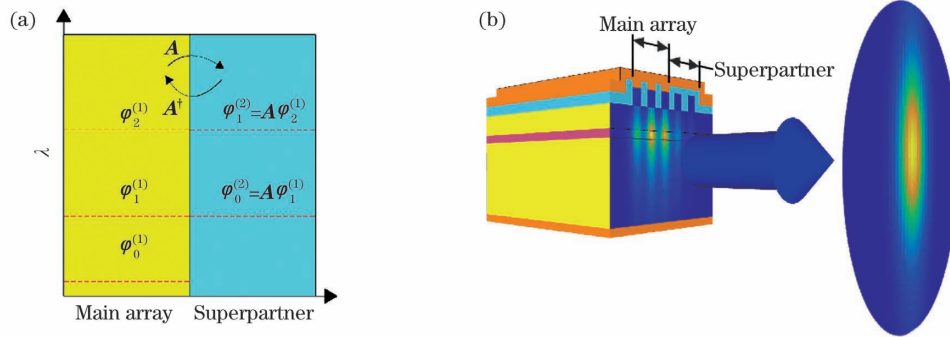


图 3 超对称变换原理。(a)超对称变换的原理示意图;(b)有限元法计算得到的具有 5 个波导单元的超对称激光器阵列的近场和远场分布示意图

Fig. 3 Theory of supersymmetric transformation. (a) Schematic of supersymmetric transformation; (b) near field distribution and far field distribution of the supersymmetric laser array with five waveguide elements calculated by finite element method

3 基于 PT 对称和超对称的微结构激光器的发展状况

3.1 侧向 PT 对称的微结构激光器

利用 PT 对称可以调控激光器的侧向模式。在激光器的侧向引入 PT 对称结构,使得激光器的输出功率随外部增益或者损耗的变化过程并不是一个单调的过程,如增益导致的激射的抑制^[35]、损耗导致的激射的抑制和恢复^[36]。此外,侧向 PT 对称还可用于制备单侧模激光器。这种思想最早由 Miri 等^[46]在 2012 年提出,他们利用同向耦合模理论分析了 PT 对称的半导体激光器中不同模式的模场随着增益的演化过程,发现基超模会比高阶超模先进入 PT 对称破缺相。这是因为在一般情况下,波导基模间的耦合系数小于高阶模间的耦合系数。利用侧向 PT 对称半导体激光器的这种模式选择性 PT 对称破缺特性,可以将基超模的增益模式局域在增益波导并获得更多的增益,最终实现单侧模的激光输出。2014 年, Hodaei 等^[48]利用光泵浦的侧向双环耦合的 PT 对称环形激光器实现了单模激光输出,这意味着侧向 PT 对称不仅可以筛选侧模,还可以筛选纵模。随后他们又在 2016 年用相似的结构进一步证实了该结论^[49],不同的是文献^[49]的微环是多侧模,而文献^[48]的微环是单侧模。图 4(a)~(c)分别为单个微环的基侧模、一阶侧模和二阶侧模的模场分布,图 4(d)~(f)为对应的耦合模式在 PT 对称双环中的模场分布,可以看到基超模处于 PT 对称破缺相并局域在增益微环中,而高阶超模均处于 PT 对称相并均匀分布在两个微环中,所有高阶模式始终维持一个中性的状态,最终只有基超模会有净的增益并激射。正如前面所述,这源于高阶模

间的耦合系数大于基模间的耦合系数。如图 4(g)所示,在相同的微环间距下,基模间的耦合系数小于一阶模间的,而一阶模间的耦合系数又小于二阶模间的。在另一方面,侧向 PT 对称还可以筛选纵模,这归结于激光器的增益材料具有特定峰值的增益谱,因此不同的纵模所获得的增益是不同的^[48-49,52]。由(3)式可知,增益越大的模式会优先发生 PT 对称破缺,并且 PT 对称的双环激光器的峰值波长处的纵模与相邻纵模间的增益差值比单个微环激光器的增加了一个因子^[48],该因子可表达为

$$\frac{g_{\max,PT}}{g_{\max}} = \frac{\sqrt{g_0/g_1 + 1}}{\sqrt{g_0/g_1 - 1}}, \quad (11)$$

式中: g_0 为峰值波长处的纵模增益; g_1 为其相邻纵模的增益。可见,相邻纵模间的原始增益差值越小,PT 对称的增强效应越明显。图 4(h)所示为单个微环激光器在不同光泵浦功率下的激射谱,其始终处于多模激射的状态;相反,图 4(i)中 PT 对称的双环激光器的光谱始终处于单模的状态,这反映了侧向 PT 对称确实能够实现单模的激光输出。最后,由于侧向 PT 对称能够实现单一的空间模式激射,这也就意味着激光器的远场分布也将得到改善。图 4(j)是 Yao 等^[51]在 2018 年实现的一个电注入的侧向 PT 对称的双宽条耦合单侧模激光器的结构示意图。他们通过固定其中一个波导的电流,使其拥有固定的增益,并调节另一个波导电流大小来改变其损耗的大小,从而实现模式的选择性 PT 对称破缺。当基超模处于 PT 对称破缺相(其损耗模已处于激射阈值之下)而一阶超模处于 PT 对称相或者其破缺程度不够时,只有基超模中的增益模式会激射,这时激光器的远场呈近单瓣分布,如图 4(l)所

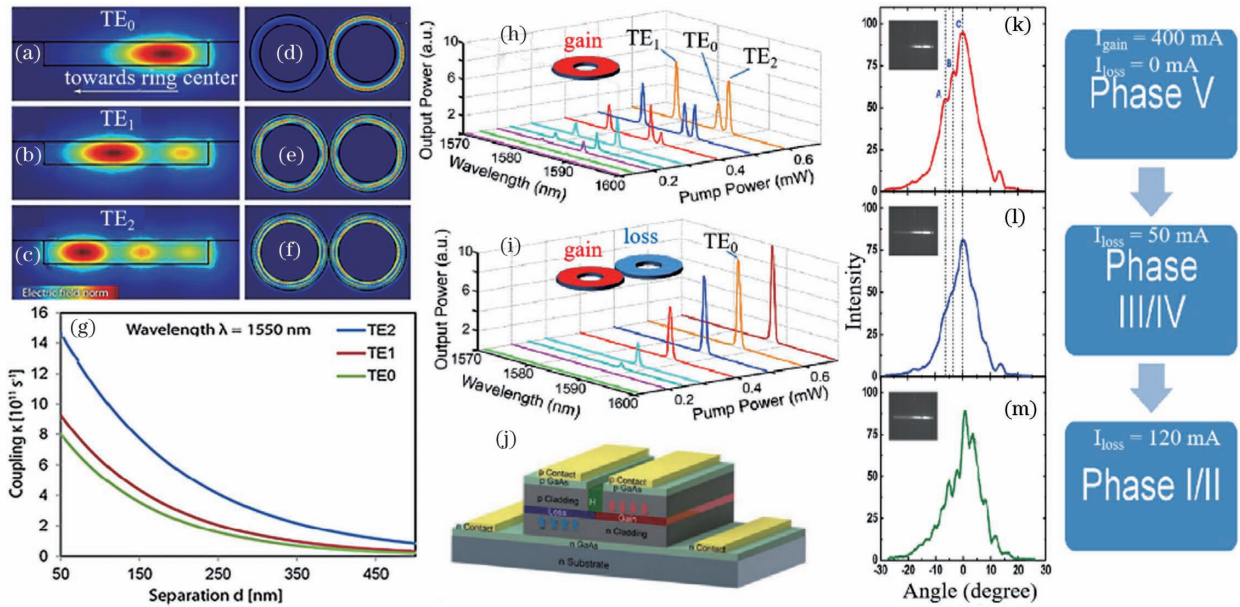


图 4 侧向 PT 对称的微结构激光器^[49,51]。(a)~(c)单个微环横截面中基模、一阶模和二阶模的模场分布;(d)~(f)对应的超模在整个 PT 对称的双微环结构的模场分布;(g)基模间、一阶模间和二阶模间的耦合系数随着微环间距的变化;(h)(i)单个微环激光器和 PT 对称双环激光器的光谱随着光泵浦功率的变化;(j)侧向 PT 对称的双宽条耦合单侧模激光器的结构示意图;(k)~(m)激光器在不同损耗波导注入电流下的远场分布,插图为对应的腔面处的近场分布

Fig. 4 Laterally PT-symmetric micro-structure lasers^[49,51]. (a)–(c) Mode field distributions of the fundamental mode, the first order mode, and the second order mode in the cross-section of the single micro-ring resonator, respectively; (d)–(f) mode field distributions of the corresponding supermodes in the PT-symmetric double ring resonators; (g) coupling coefficients of different modes versus distance between the two rings; (h)(i) optical spectra of the single ring laser and the PT-symmetric double ring laser under different optical pumping powers, respectively; (j) schematic of the laterally PT-symmetric double broad area coupled single lateral-mode laser; (k)–(m) far field distributions of the laser under different injected currents in the lossy waveguide and the insets are the corresponding near field distributions around the cavity mirror

示;而当激光器损耗波导的电流位于这个范围之外时,高阶超模将会激射,此时激光器的远场呈多瓣分布,如图 4(k)、(m)所示。

除了上面提到的电注入 PT 对称的双宽面耦合激光器,还有许多电注入的 PT 对称的微结构激光器^[50,52,82]。图 5(a)~(c)是 Hayenga 等^[52]设计的电注入 PT 对称双微环激光器的实物图,该结构通过对其中一个微环加电而保持另一微环没有电流注入来实现 PT 对称。从图 5(d)可以看到,两个微环均有电流注入的激光器的光谱既有多侧模又有多纵模,但是 PT 对称激光器的光谱,如图 5(e)、(f)所示,始终是单模的,这再一次证明了侧向 PT 对称确实可以同时筛选侧模和纵模。此外, Gao 等^[82]在 2017 年还实现了 PT 对称的相干耦合垂直腔面发射激光器 (VCSEL) 阵列,图 5(g)为该 VCSEL 阵列的实物图,它由两个耦合的 VCSEL 组成。通过固定其中一个 VCSEL 的注入电流大小而改变另一个 VCSEL 的注入电流大小,发现该 VCSEL 阵列也具

有 PT 对称性。他们发现,通过改变电流可变的 VCSEL 上的注入电流大小,可以控制激光器的远场和近场分布,如图 5(h)、(i)所示,当电流 I_b 和 I_a 相等时,该 VCSEL 阵列是一个传统均匀泵浦的激光器阵列,由于反相模式和增益重叠得更好^[83-84],此时以反相模式激射为主,对应的远场和近场均为双瓣分布;当 I_b 减小了 0.13 mA 时,该 VCSEL 阵列处于 PT 对称破缺相,同相模式获得更多的增益,此时以同相模式激射为主,对应的远场和近场均呈近单瓣分布;再持续增大 I_b , VCSEL 阵列又返回到反相模激射的状态,但是两次模式跳变点对应的电流大小不同,如图 5(i)中的红色和蓝色箭头所示,这主要归结于激光器在持续加电期间所累积热的影响。最后,将 PT 对称的微环激光器和 S 型波导结合,还可实现单向激光输出^[85]。图 6(a)、(b)为 Ren 等^[85]所设计的激光器结构示意图,它包含两个相互耦合的微环,每个微环均内嵌一个 S 型波导,两个 S 型波导的手性对称刚好相反。S 型波导自生的手性对

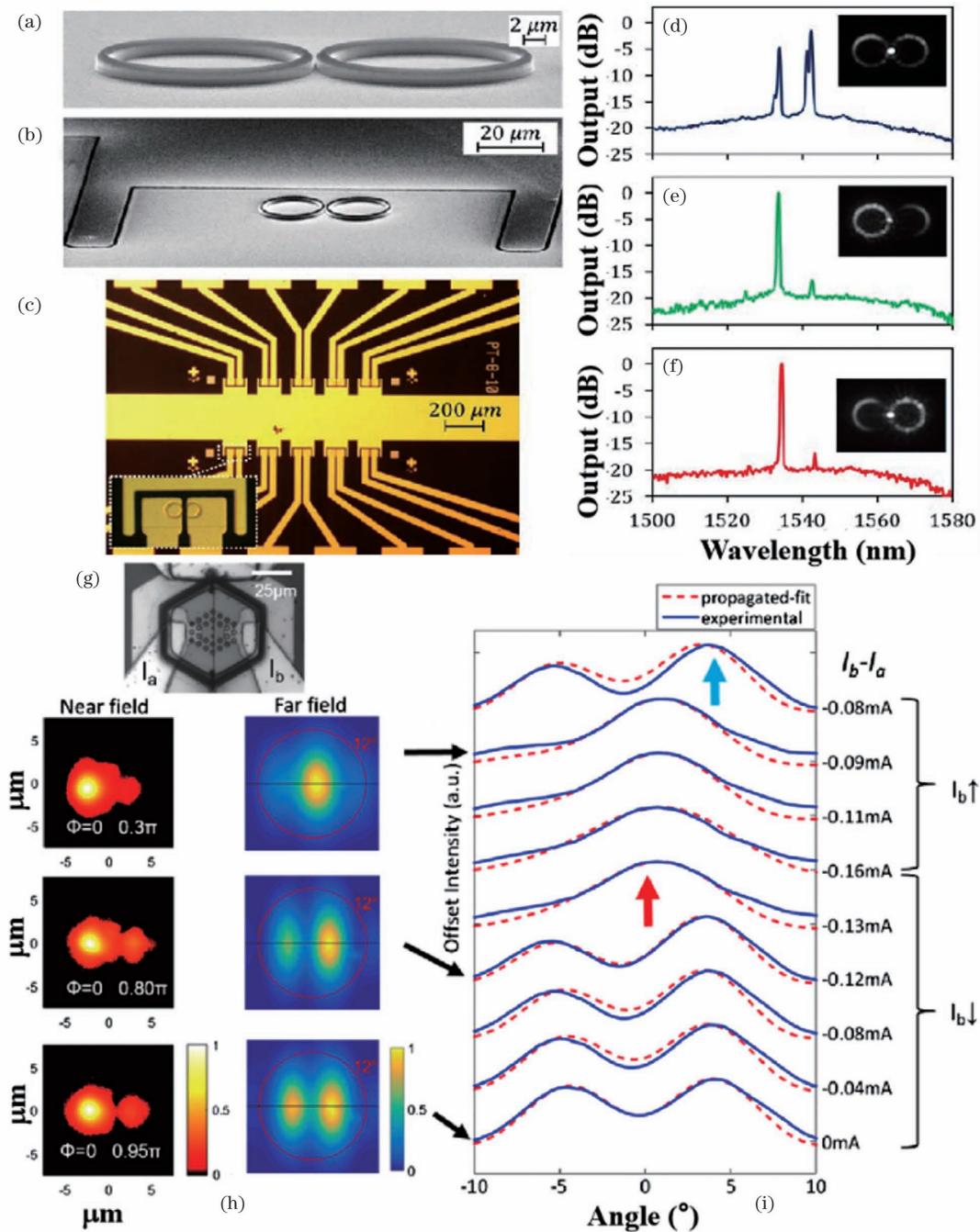


图 5 电注入的侧向 PT 对称微结构激光器^[52,82]。(a)~(c)电注入 PT 对称的双环激光器的扫描电镜图；(d)~(f)均匀加电、只对左侧微环加电和只对右侧微环加电的双环激光器光谱，插图为对应的微环附近的光场强度分布；(g)电注入的 PT 对称相干耦合 VCSEL 阵列的显微照片；(h)(i)不同注入电流 I_b 下该激光器的近场和远场分布

Fig. 5 Electrically injected PT-symmetric micro-structure lasers^[52,82]. (a)–(c) Scanning electron microscope images of the electrically injected double ring laser; (d)–(f) optical spectra of the double ring lasers with the two rings uniformly pumped, the left ring pumped only, and the right ring pumped only, respectively, and the insets are the corresponding light intensity profiles; (g) microscopic photo of electrically injected PT-symmetric coherently coupled VCSEL array; (h)(i) near field distributions and far field distributions of the laser under different injected currents I_b

称性打破了微环系统的手性对称性^[86],使得微环的一个传播方向的模式能量会单向地耦合到相反方向的模式中,最终使得微环中只在一个方向上存在模

式,再结合侧向 PT 对称对模式的筛选能力,最终可以实现单向传输的单模激光输出。图 6(c)、(e)所示分别为该 PT 对称激光器在 PT 对称相时的光强

分布和激光谱, 可以看到, 此时激光器实现了单向光束传输, 但仍处于一个多模状态; 当光泵浦功率继续增大时, 该激光器会进入 PT 对称破缺相, 此时的光

场既是单向传输的, 也是单模的, 如图 6(d)(f) 所示。此外, 这种单向传输的单模激光输出也在电注入的 PT 对称激光器中得到证实^[52]。

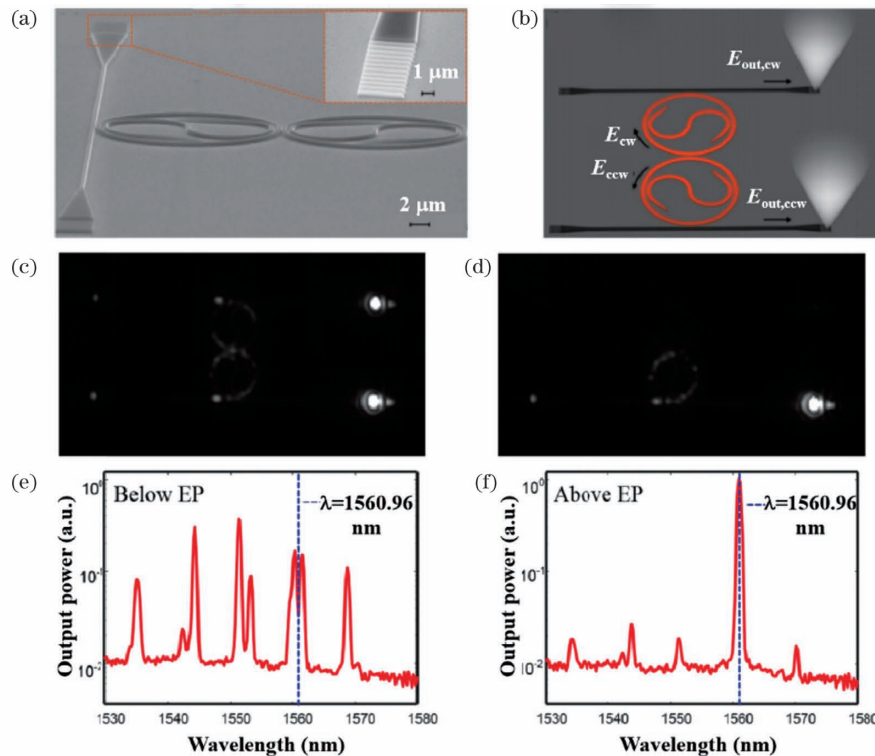


图 6 内嵌 S 型波导的 PT 对称的双环激光器^[85]。(a) 扫描电镜图; (b) 单向光束传播的示意图; (c)(e) 处在 PT 对称相时的相机拍照图和光谱; (d)(f) 处在 PT 对称破缺相时的相机拍照图和光谱

Fig. 6 PT-symmetric double ring laser with embedded S waveguide^[85]. (a) Scanning electron microscope of the laser; (b) schematic of the unidirectional light propagation in the laser; (c)(e) camera image and optical spectrum of the laser within the PT-symmetric phase, respectively; (d)(f) camera image and optical spectrum of the laser within the broken PT-symmetric phase, respectively

3.2 纵向 PT 对称的微结构激光器

具有纵向 PT 对称性的微结构也可以调控激光器的模式特性。图 7(a) 为 Feng 等^[54]设计的纯折射率虚部调制的单微环 PT 对称激光器, 他们通过在 InGaAsP 多量子阱上沉积 Gr/Ge 的叠层结构来实现周期性增益和损耗交替分布, 而这种 Gr/Ge 叠层结构对折射率实部的影响非常微弱, 约在 10^{-4} 量级。根据 2.1 节所述, 纵向 PT 对称的光学微腔里面也存在 PT 对称破缺的现象, 对该微环激光器来说, 它可以实现无阈值的 PT 对称破缺^[54], 即只要增益区外加的增益大于 0, 该激光器就会进入 PT 对称破缺相。他们通过改变泵浦光的峰值功率密度来改变增益区的增益大小, 随着泵浦光峰值功率密度的增加, 发生 PT 对称破缺的增益模式越发局域在增益区, 而对应的损耗模式会局域在损耗区, 其他未破缺的模式则均匀分布在增益区和损耗区, 没有净增益, 最终只有发生 PT 对称破缺的单个纵模会激

射。从图 7(b) 可以看到, 随着泵浦光的强度增加, 该激光器的光谱由自发辐射谱变为放大自发辐射谱, 并最终演化为单模激光谱, 空间单模通过窄的微环实现, 该微环的宽度为 900 nm。此外, 利用这种纯增益损耗调制的纵向 PT 对称结构还可以在同一个频率处实现激光和反激光 (即 CPA 效应)。图 7(c)、(d) 为这种 CPA 激光器的扫描电镜图^[38], 它由两个多模干涉仪 (MMI) 和直 PT 对称 CPA 激光器构成, 其中, 两个 MMI 是用来分离、测试激光器两端的入射光和出射光的强度。直 PT 对称 CPA 激光器的增益损耗调制方式和图 7(a) 所示的方式相同, 可以看到该 CPA 激光器即使在两个端口均无入射光的情况下也可以实现单模激光, 如图 7(e)、(f) 所示。此外, 保持该 CPA 激光器工作在阈值点附近并调节入射到激光器两个端口的探测光的相对相位, 实验结果表明: 当两束探测光的相对相位为 $\pi/2$ 时, 它们之间的干涉会使得光场被局域在损耗

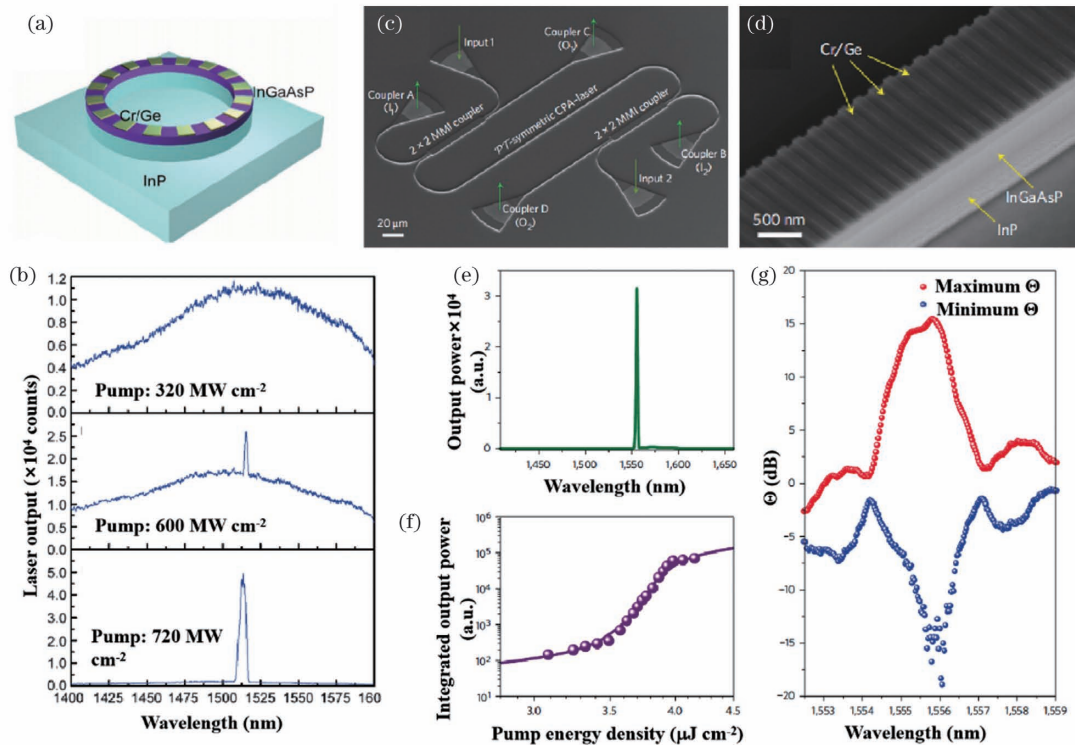


图 7 纵向 PT 对称的单模激光器^[38,54]。(a)纵向 PT 对称的增益/损耗调制的微环激光器的结构示意图;(b)激光器在不同光泵浦强度下的光谱图;(c)PT 对称的 CPA 激光器的扫描电镜图;(d)CPA 激光器的光栅区放大图;(e)CPA 激光器的光谱图;(f)CPA 激光器的光-光曲线;(g)全局反射/透射系数随波长的变化关系,红点对应着相干放大而蓝点对应着相干吸收

Fig. 7 Longitudinally PT-symmetric single mode lasers^[38,54]. (a) Schematic of longitudinally PT-symmetric micro-ring laser modulated by gain and loss; (b) optical spectra of the laser under different optical pumping intensities; (c) scanning electron microscope of the PT-symmetric CPA-laser; (d) enlarged grating area of the CPA-laser; (e) optical spectrum of the CPA-laser; (f) light-light curve of the CPA-laser; (g) global reflection/transmission coefficient versus wavelength, and red points represent coherent amplification and blue points represent coherent absorption

区,从而实现完美相干吸收,利用(5)式可以得到此时的全局反射/透射系数随波长的变化关系,如图 7(g)的蓝色圆点所示;当两束探测光的相对相位为 $-\pi/2$ 时,它们之间的干涉会使得光场被局域在增益区,从而实现相干放大,如图 7(g)的红色圆点所示。由此可见,该 CPA 激光器可以同时实现激射和反激射,这有利于增大模式间的调制深度。Gu 等^[37]在光泵浦的纵向 PT 对称的条形激光器中观察到类似于图 2(f)所示的模式间隔加倍现象。他们发现,相对于图 8(c)所示的均匀泵浦的条形激光器光谱,具有 PT 对称性的条形激光器(部分泵浦)的光谱,如图 8(d)所示,具有更大的模式间隔,而且后者的模式间隔是前者的两倍,其中,均匀泵浦和部分区域泵浦的激光器结构示意图如 8(a)、(b)所示。这是因为 PT 对称的条形激光器此时处于 PT 对称破缺相,其相邻的两个模式的复频率会随着增益的

增大而沿虚轴反向移动,如图 2(f)所示,最终这两个模式中只有到达实轴的那个模式会激射并使得模式间距相对于 PT 对称相的模式间隔增大了 1 倍。随后,王学友等^[57]还在电注入的 PT 对称条形半导体激光器中观察到类似的现象,图 8(e)为该激光器的结构示意图,相对于 Gu 等^[37]制备的激光器,其具有非对称的泵浦与非泵浦区域^[37]。从图 8(f)可以看到,随着注入电流的增大,该激光器由 PT 对称相进入 PT 对称破缺相,相应的模式间隔也增大了 1 倍。

除了利用纵向 PT 对称系统的 PT 对称相的模式分离特性来调控激光器的模式特性外,还能利用其 PT 对称破缺点处光束的单向不可见特性来实现轨道角动量(OAM)微腔激光器^[55-56]。如前所述,在 PT 对称破缺点(或 EP)处,光束沿着某个特定方向入射到一个纵向 PT 对称的复折射率光栅时的反射率为 0。Miao 等^[55]就利用 EP 这个特性打破了微

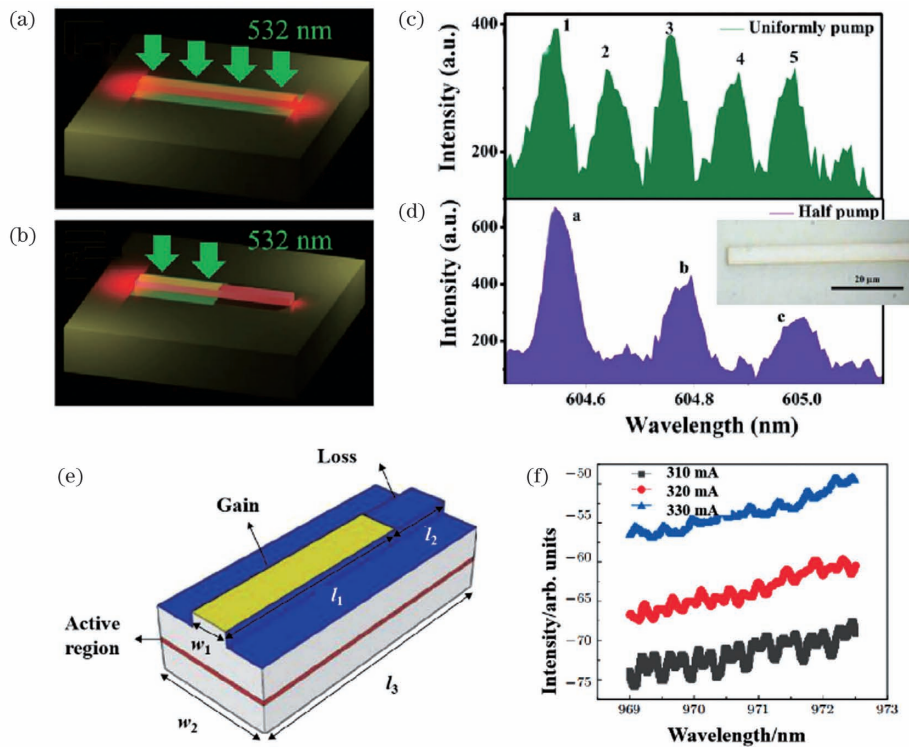


图 8 纵向 PT 对称激光器中的模式间隔加倍现象^[37,57]。(a) 均匀光泵浦的条形激光器的结构示意图; (b) 部分光泵浦的 PT 对称条形激光器的结构示意图; (c) 均匀光泵浦的条形激光器光谱; (d) 部分泵浦的 PT 对称条形激光器光谱; (e) 电注入的 PT 对称条形激光器的结构示意图; (f) 激光器在不同电流下的光谱图

Fig. 8 Phenomena of doubled mode spacings in longitudinally PT-symmetric lasers^[37,57]. (a) Schematic of the uniformly optically pumped stripe laser; (b) schematic of the partially optically pumped PT-symmetric stripe laser; (c) optical spectrum of the uniformly optically pumped stripe laser; (d) optical spectrum of the partially optically pumped PT-symmetric stripe laser; (e) schematic of the electrically injected PT-symmetric laser; (f) optical spectra of the laser under different injected currents

环腔的手性对称,使得顺时针行波(CW)和逆时针行波(CCW)之间的耦合不对称,即其中一个方向的行波在复折射率光栅的反射率为 0,而另一方向的行波的反射率不为 0。这种非对称的耦合机制使得微环里面最终只会在一个方向上出现传播模式,而且这个模式的模场均匀分布在整個微环中,相位变化是连续的。图 9(a)、(b)为该 OAM 激光器的扫描电镜图,与图 7(a)不同的是,该激光器不仅对复折射率虚部进行了调制,还对折射率实部进行了调制。这种调制方式是通过周期性排列 Ge 单层和 Cr/Ge 叠层来实现的,并且所形成的复折射率光栅呈 PT 对称,根据反向传输的耦合模理论^[54],EP 处复折射率实部调制量的大小等于复折射率虚部调制量的大小,可见图 7(a)所示的 EP 就对应着调制量为 0 这个特殊点。图 9(c)、(d)所示分别为该 OAM 激光器在不同光泵浦功率下的光谱和光-光曲线,可见随着泵浦功率增加,该激光器最终获得了单模激光输出。通过在微环的外侧构建角向光栅,光场可

以辐射到自由空间中,图 9(e)所示为该激光器的辐射场分布,其中心处的暗芯源于该辐射场的相位变化在其辐射通道的中心处是不连续的,意味着辐射场的光轴上存在一个相位奇点^[55],并且该奇点对应的拓扑荷数为 -1,即该涡旋光束的 OAM 为 -1。将该涡旋光束经分束器分为两束,并使其中一束光的暗芯和另一束光的明亮区域叠加在一起,最终产生了图 9(f)所示的离心自干涉图案,其特点是出现了一对反向的叉状干涉条纹,这就证实了该激光器具有 OAM 涡旋特性。此外,Zhang 等^[56]利用一个具有角向光栅的微环和一个具有两条控制臂的总线波导间的非厄米耦合也实现了 OAM 激光输出,其扫描电镜图见图 9(g)、(h)。通过选择性光泵浦的一条控制臂使得整个系统满足 PT 对称,并使得该激光器工作在一个有效的 EP 处,从而实现顺时针行波模式和逆时针行波模式的单向耦合,最终激光器只在一个方向上出现传播模式,这也就达到了发射涡旋光束的前提条件。然后,他们利用微环的角

向光栅提取涡旋光束得到了该 OAM 激光器的离心自干涉图案和激射谱,如图 9(j)(k)所示,而图 9(i)所示为仿真得到的对应辐射场相位分布。通过一个径向的偏振片,该激光器可在同一个波长处实现 5 种不同 OAM 数的激光输出,对应的 OAM 数依次

为 $-2, -1, 0, 1, 2$ 。从图 9(j)可以看到它们的离心自干涉图案不同,其中 OAM 为 -1 的情形就对应着图 9(f)的干涉图样。这种可以输出不同可控 OAM 态的涡旋激光器有望用于制备多维的轨道角动量-自旋-波长分解复用器,进一步增大数据传输的密度。

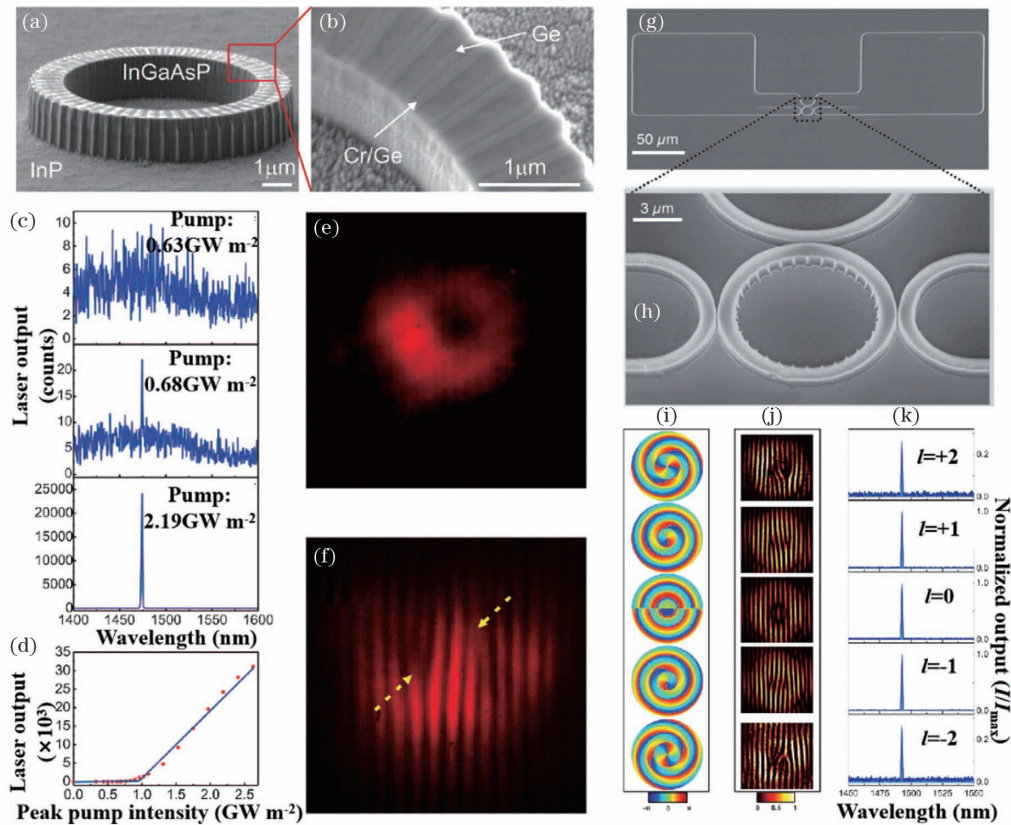


图 9 纵向 PT 对称的角动量激光器^[55-56]。(a)(b)复折射率调制的 PT 对称的 OAM 微环激光器的扫描电镜图及对应的微环区的放大图;(c)激光器在不同光泵浦强度下的光谱图;(d)激光器的光-光曲线;(e)激光器的远场分布;(f)激光器的离心自干涉图;(g)PT 对称的可调谐涡旋激光器的扫描电镜图;(h)微环区的放大图;(i)~(k)OAM 为 $-2, -1, 0, 1, 2$ 时的仿真远场相位分布、离心自干涉图和光谱图

Fig. 9 Longitudinally PT-symmetric OAM lasers^[55-56]. (a)(b) Scanning electron microscope of the PT-symmetric OAM micro-ring laser modulated by complex refractive index and corresponding enlarged picture of the ring area; (c) optical spectra of the laser under different optical pumping intensities; (d) light-light curve of the laser; (e) far field distribution of the laser; (f) off-center self-interference pattern of the laser; (g) scanning electron microscope of the PT-symmetric tunable vortex laser; (h) enlarged picture of ring area; (i)–(k) simulated phase distributions of the far fields, off-center self-interference patterns, and optical spectra with OAM equal to $-2, -1, 0, 1, 2$, respectively

3.3 超对称微结构激光器

除了 PT 对称可以改善激光器的模式特性外,超对称也可以调控激光器的光场分布,尤其可以改善激光器阵列的侧向模场分布。Hokmabadi 等^[77]在 2019 年实现了光泵浦的超对称激光器阵列,该激光器阵列的扫描电镜图见图 10(a)。他们利用 QR 分解法构造了拥有 5 个波导的主阵列(原始阵列)的超配对阵列,并从超配对阵列中滤除了主阵列的基

超模。因此,主阵列的基超模会被局域在主阵列中,而其余的高阶超模均会被耦合到副阵列中,如图 10(b)所示。利用超配对阵列的本征损耗并选择光泵浦主阵列,可以增大整个耦合阵列中基超模与高阶超模之间的激射阈值差,从而实现了单侧模的激光输出,如图 10(e)、(h)所示。图 10(c)、(d)所示分别为单脊条激光器和传统的五脊条激光器阵列的光谱,可见传统的五脊条激光器阵列的输出光谱中

每个纵模都是由多个侧模叠加而来的, 而图 10(e) 中 SUSY 激光器阵列光谱的每个纵模均是单侧模; 图 10(f)、(g) 所示分别为单脊条激光器和传统的五脊条激光器阵列的侧向远场分布, 可见后者的远场是多瓣的, 这是由多侧模激射造成的, 而 SUSY 激光器阵列中激射的是基侧模, 因此其远场分布仍然是单瓣的, 如图 10(h) 所示, 并且腔面的发光面积变大了, 因此 SUSY 激光器阵列远场分布的半峰全宽比单脊条激光器的窄。此外, Midya 等^[78] 在 2019 年还实现了二阶超对称的光泵浦微环激光器阵列, 其结构示意图见图 10(i)。他们一方面利用连续两次的 QR 分解(二阶超对称变换)从

超配对阵列中滤除了主微环阵列的基超模和最高阶超模对应的本征值, 使得超配对阵列的每个微环尺寸均与主阵列一致, 从而降低了器件的制造难度; 另一方面, 由于主阵列最高阶超模在超配对阵列中没有与之对应的模式而不会耦合到超配对阵列中, 因此他们在主阵列的另一侧添加了一个共振频率与主阵列最高阶超模的频率相同的单一微环, 实现了两者的耦合, 如图 10(j) 所示, 可见最后的耦合阵列中也只有基超模局域在主阵列中。同样, 随着外加光泵浦强度的增大, 这种二阶超对称的微环阵列也实现了单侧模的激射谱, 如图 10(k) 所示。

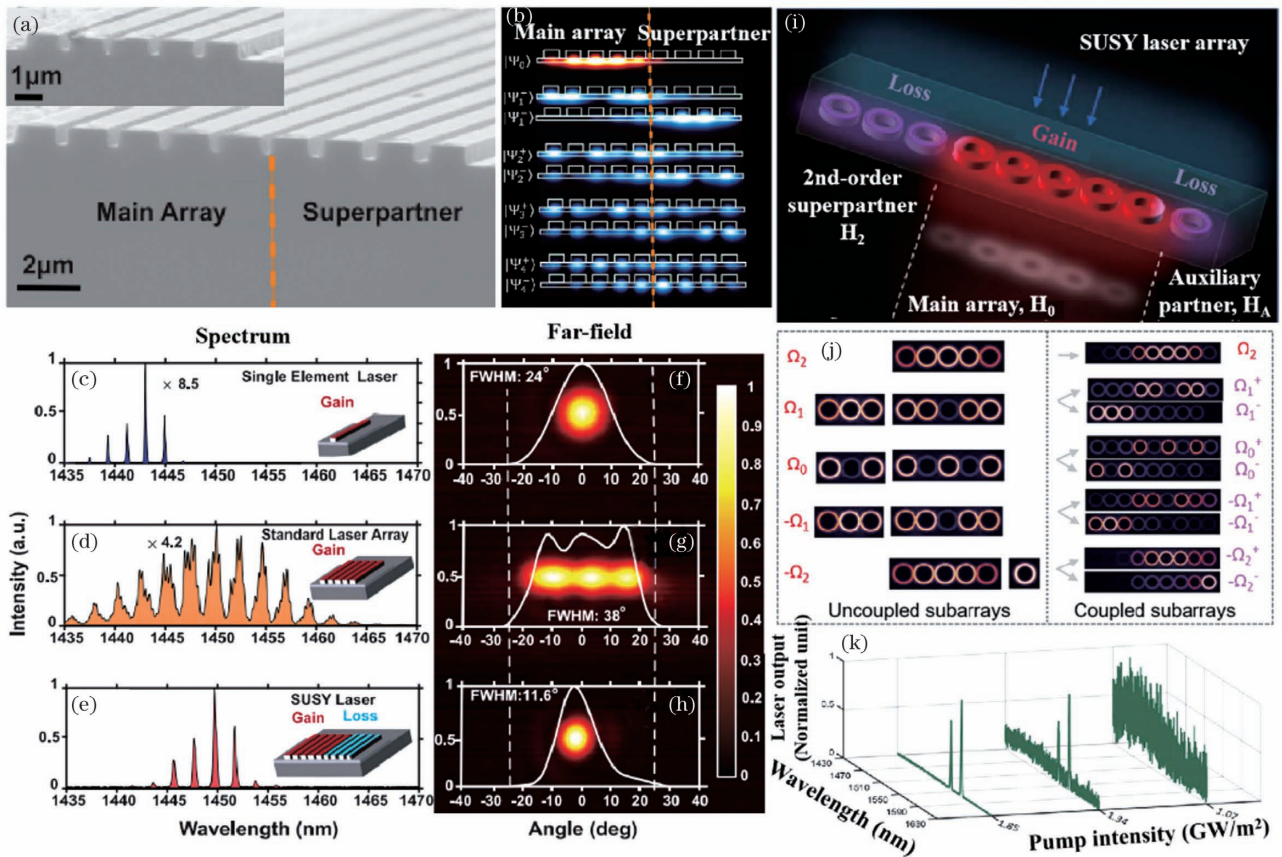


图 10 光泵浦的超对称激光器阵列^[77-78]。(a)超对称的脊条激光器阵列的扫描电镜图;(b)激光器阵列各阶超模的模场分布;(c)~(e)单脊条激光器、传统五脊条激光器阵列和超对称激光器阵列的光谱图;(f)~(h)对应的三种激光器的侧向远场分布;(i)二阶超对称微环激光器阵列的结构示意图;(j)主阵列在耦合前后的模式的模场分布;(k)激光器阵列在不同光泵浦强度下的光谱图

Fig. 10 Optically pumped SUSY laser arrays^[77-78]. (a) Scanning electron microscope of the SUSY laser array; (b) mode field distributions of different order supermodes of the laser array; (c)–(e) optical spectra of the single ridge laser, the traditional laser array, and the SUSY laser array, respectively; (f)–(h) corresponding lateral far field distributions of the three kinds of lasers; (i) schematic of the second-order SUSY micro-ring laser array; (j) mode field distributions of the modes before and after the main array coupled with the superpartners; (k) optical spectra of the laser array under different optical pumping intensities

4 结论与展望

自1998年证明了满足PT对称的非厄米量子系统也可以拥有实数本征值之后,基于PT对称的微结构激光器已经由光注入向电注入过渡,正向实用化发展。PT对称有助于激光器实现单模激射,还可以改善光束质量。需要注意的是,大电流和高功率输出易诱发非线性效应并导致PT对称调制效应丧失。非线性效应对基于PT对称的激光器特性的影响已通过耦合速率方程得到了充分的解释^[87-88]。此外,还有人研究了基于PT对称的拓扑阵列结构^[89-91],发现一维PT对称阵列中存在拓扑边界态,有望将其用于新型拓扑器件的设计中;PT对称还被应用到激光器外延设计中,有望实现单模和大功率的激光器^[92-93]。因此,PT对称在激光器中拥有良好的应用前景。基于超对称的激光器还停留在光泵浦阶段,超对称变换的阶数也只用到了二阶或者三阶,其扩展利用的空间较大。电注入的耦合超对称激光器阵列是未来高光束质量激光器阵列的一个重要发展方向^[75-76],有望解决传统电注入激光器阵列多侧模激射的问题。

参 考 文 献

- [1] Nakamura M, Yariv A, Yen H W, et al. Optically pumped GaAs surface laser with corrugation feedback [J]. *Applied Physics Letters*, 1973, 22(10): 515-516.
- [2] Usami M, Akiba S, Utaka K. Asymmetric $\lambda/4$ -shifted InGaAsP/InP DFB lasers [J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1987, 23(6): 815-821.
- [3] Spießberger S, Schiemangk M, Wicht A, et al. DBR laser diodes emitting near 1064 nm with a narrow intrinsic linewidth of 2 kHz [J]. *Applied Physics B*, 2011, 104(4): 813-818.
- [4] Müller A, Fricke J, Brox O, et al. Increased diffraction efficiencies of DBR gratings in diode lasers with adiabatic ridge waveguides [J]. *Semiconductor Science and Technology*, 2016, 31(12): 125011.
- [5] Guo W, Lu Q, Nawrocka M, et al. Integrable slotted single-mode lasers [J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2012, 24(8): 634-636.
- [6] Wenzel H, Bugge F, Dallmer M, et al. Fundamental-lateral mode stabilized high-power ridge-waveguide lasers with a low beam divergence [J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2008, 20(3): 214-216.
- [7] Miah M J, Kettler T, Posilovic K, et al. 1.9 W continuous-wave single transverse mode emission from 1060 nm edge-emitting lasers with vertically extended lasing area [J]. *Applied Physics Letters*, 2014, 105(15): 151105.
- [8] Kapon E, Lindsey C, Katz J, et al. Chirped arrays of diode lasers for supermode control [J]. *Applied Physics Letters*, 1984, 45(3): 200-202.
- [9] Lindsey C P, Kapon E, Katz J, et al. Single contact tailored gain phased array of semiconductor lasers [J]. *Applied Physics Letters*, 1984, 45(7): 722-724.
- [10] DeMars S D, Dzurko K M, Lang R J, et al. Angled-grating distributed feedback laser with 1 W cw single-mode diffraction-limited output at 980 nm [C] // *Conference on Lasers and Electro-Optics*, June 2-7, 1996, Anaheim, California, United States. Washington, D.C.: OSA, 1996: CTuC2.
- [11] Sarangan A M, Wright M W, Marciante J R, et al. Spectral properties of angled-grating high-power semiconductor lasers [J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1999, 35(8): 1220-1230.
- [12] Liu L, Zhang J X, Wang Y F, et al. 500-mW CW single-lobe emission from laterally coupled photonic crystal laser arrays [J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2012, 24(19): 1667-1669.
- [13] Liu L, Qu H W, Wang Y F, et al. High-brightness single-mode double-tapered laser diodes with laterally coupled high-order surface grating [J]. *Optics Letters*, 2014, 39(11): 3231-3234.
- [14] Sun W, Lu Q Y, Guo W H, et al. Analysis of high-order slotted surface gratings by the 2-D finite-difference time-domain method [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2017, 35(1): 96-102.
- [15] Ma X L, Liu A J, Qu H W, et al. High-power tapered photonic crystal lasers with slots for narrow spectral width [J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2018, 30(7): 634-637.
- [16] Lu D, Yang Q L, Wang H, et al. Review of semiconductor distributed feedback lasers in the optical communication band [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2020, 47(7): 0701001.
陆丹, 杨秋露, 王皓, 等. 通信波段半导体分布反馈激光器 [J]. *中国激光*, 2020, 47(7): 0701001.
- [17] 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.
- [18] Klaiman S, Günther U, Moiseyev N. Visualization of branch points in PT-symmetric waveguides [J]. *Physical Review Letters*, 2008, 101(8): 080402.
- [19] Makris K G, El-Ganainy R, Christodoulides D N, et al. Beam dynamics in PT symmetric optical lattices [J].

- Physical Review Letters, 2008, 100(10): 103904.
- [20] Guo A, Salamo G J, Duchesne D, et al. Observation of PT-symmetry breaking in complex optical potentials[J]. Physical Review Letters, 2009, 103(9): 093902.
- [21] Rüter C E, Makris K G, El-Ganainy R, et al. Observation of parity-time symmetry in optics [J]. Nature Physics, 2010, 6(3): 192-195.
- [22] Bender C M, Boettcher S. Real spectra in non-Hermitian Hamiltonians having PT symmetry [J]. Physical Review Letters, 1998, 80(24): 5243-5246.
- [23] Bender C M, Berry M V, Mandilara A. Generalized PT symmetry and real spectra[J]. Journal of Physics A, 2002, 35(31): L467-L471.
- [24] Bender C M, Brody D C, Jones H F. Complex extension of quantum mechanics[J]. Physical Review Letters, 2002, 89(27): 270401.
- [25] Bender C M. Making sense of non-Hermitian Hamiltonians[J]. Reports on Progress in Physics, 2007, 70(6): 947-1018.
- [26] Neveu A, Schwarz J H. Factorizable dual model of pions[J]. Nuclear Physics B, 1971, 31(1): 86-112.
- [27] Ramond P. Dual theory for free fermions [J]. Physical Review D, 1971, 3(10): 2415-2418.
- [28] Volkov D V, Akulov V P. Is the neutrino a goldstone particle? [J]. Physics Letters B, 1973, 46(1): 109-110.
- [29] Wess J, Zumino B. Supergauge transformations in four dimensions [J]. Nuclear Physics B, 1974, 70(1): 39-50.
- [30] Fayet P, Ferrara S. Supersymmetry [J]. Physics Reports, 1977, 32(5): 249-334.
- [31] Witten E. Dynamical breaking of supersymmetry [J]. Nuclear Physics B, 1981, 188(3): 513-554.
- [32] Cooper F, Khare A, Sukhatme U. Supersymmetry and quantum mechanics[J]. Physics Reports, 1995, 251(5/6): 267-385.
- [33] 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.
- [34] Dang T T, Wang J F. Control of Gaussian optical waves in Gaussian parity-time symmetric waveguide [J]. Acta Optica Sinica, 2020, 40(3): 0319001.
党婷婷, 王娟芬. 高斯型 PT 对称波导中高斯光波的控制[J]. 光学学报, 2020, 40(3): 0319001.
- [35] Brandstetter M, Liertz M, Deutsch C, et al. Reversing the pump dependence of a laser at an exceptional point[J]. Nature Communications, 2014, 5: 4034.
- [36] Peng B, Özdemir S K, Rotter S, et al. Loss-induced suppression and revival of lasing [J]. Science, 2014, 346(6207): 328-332.
- [37] Gu Z Y, Zhang N, Lyu Q, et al. Experimental demonstration of PT-symmetric stripe lasers [J]. Laser & Photonics Reviews, 2016, 10(4): 588-594.
- [38] Wong Z J, Xu Y L, Kim J, et al. Lasing and anti-lasing in a single cavity[J]. Nature Photonics, 2016, 10(12): 796-801.
- [39] Feng L, El-Ganainy R, Ge L. Non-Hermitian photonics based on parity-time symmetry[J]. Nature Photonics, 2017, 11(12): 752-762.
- [40] El-Ganainy R, Makris K G, Khajavikhan M, et al. Non-Hermitian physics and PT symmetry[J]. Nature Physics, 2018, 14(1): 11-19.
- [41] Zhao H, Feng L. Parity-time symmetric photonics [J]. National Science Review, 2018, 5(2): 183-199.
- [42] Qi B K, Chen H Z, Ge L, et al. Parity-time symmetry synthetic lasers: physics and devices [J]. Advanced Optical Materials, 2019, 7(22): 1900694.
- [43] Longhi S. PT-symmetric laser absorber[J]. Physical Review A, 2010, 82(3): 031801.
- [44] Chong Y D, Ge L, Stone A D. Publisher's note: PT-symmetry breaking and laser-absorber modes in optical scattering systems [J]. Physical Review Letters, 2012, 108(26): 269902.
- [45] Ge L, Chong Y D, Rotter S, et al. Unconventional modes in lasers with spatially varying gain and loss [J]. Physical Review A, 2011, 84(2): 023820.
- [46] Miri M A, LiKamWa P, Christodoulides D N. Large area single-mode PT-symmetric laser amplifiers[C]// Conference on Lasers and Electro-Optics 2012, May 6-11, 2012, San Jose, California, United States. Washington, D.C.: OSA, 2012: QTh3E.1.
- [47] Longhi S, Feng L. PT-symmetric microring laser-absorber[J]. Optics Letters, 2014, 39(17): 5026-5029.
- [48] Hodaei H, Miri M A, Heinrich M, et al. Parity-time-symmetric microring lasers [J]. Science, 2014, 346(6212): 975-978.
- [49] Hodaei H, Miri M A, Hassan A U, et al. Single mode lasing in transversely multi-moded PT-symmetric microring resonators [J]. Laser & Photonics Reviews, 2016, 10(3): 494-499.
- [50] Liu W, Li M, Guzzon R S, et al. An integrated parity-time symmetric wavelength-tunable single-mode microring laser [J]. Nature Communications, 2017, 8: 15389.
- [51] Yao R Z, Lee C S, Podolskiy V, et al. Parity-time

- symmetry: electrically injected parity time-symmetric single transverse-mode lasers[J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2019, 13(1): 1970010.
- [52] Hayenga W E, Garcia-Gracia H, Cristobal E S, et al. Electrically pumped microring parity-time-symmetric lasers [J]. *Proceedings of the IEEE*, 2020, 108(5): 827-836.
- [53] Chong Y D, Ge L, Cao H, et al. Coherent perfect absorbers: time-reversed lasers[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 105(5): 053901.
- [54] Feng L, Wong Z J, Ma R M, et al. Single-mode laser by parity-time symmetry breaking[J]. *Science*, 2014, 346(6212): 972-975.
- [55] Miao P, Zhang Z F, Sun J B, et al. Orbital angular momentum microlaser [J]. *Science*, 2016, 353(6298): 464-467.
- [56] Zhang Z F, Qiao X D, Midya B, et al. Tunable topological charge vortex microlaser [J]. *Science*, 2020, 368(6492): 760-763.
- [57] Wang X Y, Wang Y F, Zheng W H. Mode control of electrically injected semiconductor laser with parity-time symmetry [J]. *Acta Physica Sinica*, 2020, 69(2): 024202.
王学友, 王宇飞, 郑婉华. Parity-time 对称性对电注入半导体激光器的模式控制 [J]. *物理学报*, 2020, 69(2): 024202.
- [58] Liertzer M, Ge L, Cerjan A, et al. Pump-induced exceptional points in lasers [J]. *Physical Review Letters*, 2012, 108(17): 173901.
- [59] Chen W, Özdemir Ş K, Zhao G, et al. Exceptional points enhance sensing in an optical microcavity[J]. *Nature*, 2017, 548(7666): 192-196.
- [60] Hodaei H, Hassan A U, Wittek S, et al. Enhanced sensitivity at higher-order exceptional points [J]. *Nature*, 2017, 548(7666): 187-191.
- [61] Kominis Y, Choquette K D, Bountis A, et al. Exceptional points in two dissimilar coupled diode lasers[J]. *Applied Physics Letters*, 2018, 113(8): 081103.
- [62] Miri M A, Alù A. Exceptional points in optics and photonics[J]. *Science*, 2019, 363(6422): eaar7709.
- [63] Özdemir Ş K, Rotter S, Nori F, et al. Parity-time symmetry and exceptional points in photonics [J]. *Nature Materials*, 2019, 18(8): 783-798.
- [64] Lin Z, Ramezani H, Eichelkraut T, et al. Unidirectional invisibility induced by PT-symmetric periodic structures [J]. *Physical Review Letters*, 2011, 106(21): 213901.
- [65] Feng L, Xu Y L, Fegadolli W S, et al. Experimental demonstration of a unidirectional reflectionless parity-time metamaterial at optical frequencies [J]. *Nature Materials*, 2013, 12(2): 108-113.
- [66] Gu J, Xi X, Ma J, et al. Parity-time-symmetric circular Bragg lasers: a proposal and analysis [J]. *Scientific Reports*, 2016, 6: 37688.
- [67] Zhu Y Y, Zhao Y S, Fan J H, et al. Modal gain analysis of parity-time-symmetric distributed feedback lasers [J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2016, 22(5): 5-11.
- [68] Longhi S, Feng L. Unidirectional lasing in semiconductor microring lasers at an exceptional point[J]. *Photonics Research*, 2017, 5(6): B1-B6.
- [69] Miri M A, Heinrich M, Christodoulides D N. Supersymmetry-generated complex optical potentials with real spectra [J]. *Physical Review A*, 2013, 87(4): 043819.
- [70] Miri M A, Heinrich M, El-Ganainy R, et al. Supersymmetric optical structures [J]. *Physical Review Letters*, 2013, 110(23): 233902.
- [71] Heinrich M, Miri M A, Stützer S, et al. Supersymmetric mode converters [J]. *Nature Communications*, 2014, 5: 3698.
- [72] Heinrich M, Miri M A, Stützer S, et al. Observation of supersymmetric scattering in photonic lattices[J]. *Optics Letters*, 2014, 39(21): 6130-6133.
- [73] Miri M A, Heinrich M, Christodoulides D N. SUSY-inspired one-dimensional transformation optics [J]. *Optica*, 2014, 1(2): 89-95.
- [74] El-Ganainy R, Ge L, Khajavikhan M, et al. Supersymmetric laser arrays[J]. *Physical Review A*, 2015, 92(3): 033818.
- [75] Teimourpour M H, Ge L, Christodoulides D N, et al. Non-Hermitian engineering of single mode two dimensional laser arrays [J]. *Scientific Reports*, 2016, 6: 33253.
- [76] Walasik W, Midya B, Feng L, et al. Supersymmetry-guided method for mode selection and optimization in coupled systems [J]. *Optics Letters*, 2018, 43(15): 3758-3761.
- [77] Hokmabadi M P, Nye N S, El-Ganainy R, et al. Supersymmetric laser arrays[J]. *Science*, 2019, 363(6427): 623.
- [78] Midya B, Zhao H, Qiao X D, et al. Supersymmetric microring laser arrays [J]. *Photonics Research*, 2019, 7(3): 363-367.
- [79] Hogben L. *Handbook of linear algebra*[M]. 2nd ed. New York: Chapman and Hall/CRC, 2013: 1904.
- [80] Coldren L A, Corzine S W, Mašanović M L. *Diode lasers and photonic integrated circuits*[M]. 2nd ed. Hoboken: John Wiley & Sons, 2012: 342-375.
- [81] Fu T, Wang Y F, Wang X Y, et al. Mode control of quasi-PT symmetry in laterally multi-mode double

- ridge semiconductor laser [J]. Chinese Physics Letters, 2020, 37(4): 044207.
- [82] Gao Z H, Fryslye S T M, Thompson B J, et al. Parity-time symmetry in coherently coupled vertical cavity laser arrays[J]. Optica, 2017, 4(3): 323-329.
- [83] Butler J K, Ackley D E, Botez D. Coupled-mode analysis of phase-locked injection laser arrays [J]. Applied Physics Letters, 1984, 44(3): 293-295.
- [84] Botez D, Scifres D R. Diode laser arrays [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1994: 1-67.
- [85] Ren J, Liu Y G N, Parto M, et al. Unidirectional light emission in PT-symmetric microring lasers[J]. Optics Express, 2018, 26(21): 27153-27160.
- [86] Hohimer J P, Vawter G A, Craft D C. Unidirectional operation in a semiconductor ring diode laser[J]. Applied Physics Letters, 1993, 62(11): 1185-1187.
- [87] Hassan A U, Hodaei H, Miri M A, et al. Nonlinear reversal of the PT-symmetric phase transition in a system of coupled semiconductor microring resonators[J]. Physical Review A, 2015, 92(6): 063807.
- [88] Gao Z H, Johnson M T, Choquette K D. Rate equation analysis and non-Hermiticity in coupled semiconductor laser arrays [J]. Journal of Applied Physics, 2018, 123(17): 173102.
- [89] Phang S, Vukovic A, Creagh S C, et al. Localized single frequency lasing states in a finite parity-time symmetric resonator chain [J]. Scientific Reports, 2016, 6: 20499.
- [90] Parto M, Wittek S, Hodaei H, et al. Edge-mode lasing in 1D topological active arrays [J]. Physical Review Letters, 2018, 120(11): 113901.
- [91] Song W G, Sun W Z, Chen C, et al. Breakup and recovery of topological zero modes in finite non-Hermitian optical lattices [J]. Physical Review Letters, 2019, 123(16): 165701.
- [92] Peng R H, Li Y, Huang W P. A single-mode laser based on parity-time-symmetry structured vertical Bragg reflection waveguide[J]. Journal of Lightwave Technology, 2018, 36(18): 4074-4081.
- [93] Peng R H, Li Y, Huang W P. High-power edge-emitting laser based on a parity-time-structured Bragg reflection waveguide [J]. Applied Optics, 2019, 58(11): 2761-2764.

Microstructure Lasers Based on Parity-Time Symmetry and Supersymmetry

Fu Ting^{1,3}, Wang Yufei^{1,2}, Wang Xueyou^{1,3}, Chen Jingxuan^{1,3}, Zhou Xuyan¹,
Zheng Wanhua^{1,2,3,4*}

¹Laboratory of Solid State Optoelectronics Information Technology, Institute of Semiconductors, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083, China;

²College of Future Technology, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 101408, China;

³Center of Materials Science and Optoelectronics Engineering, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;

⁴State Key Laboratory on Integrated Optoelectronics, Institute of Semiconductors, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083, China

Abstract

Significance Conventional semiconductor lasers typically use gratings, such as distributed feedback (DFB), distributed Bragg reflector (DBR), and slotted surface, to select longitudinal modes and microstructures to select lateral modes, such as narrow ridge, chirped waveguide array, and angled cavity. Even though these technologies are mature, their practicality is limited by output power or complex fabrication processes. For example, a narrow ridge can suppress the high-order lateral modes of the edge-emitting semiconductor laser, thereby limiting the laser's output power due to the small area of current injection. Therefore, new physical effects should be explored to offer new insights into the designs of lasers. Recently, because of the similarity between quantum and optical systems, some physical terminologies of the former are introduced to the latter such as parity-time (PT) symmetry and supersymmetry (SUSY).

The PT symmetry can be used to control the laser's spectral and spatial characteristics. The optical system

obeying PT symmetry requires that its complex refractive index satisfies the relation, $n(x) = n^*(-x)$, which means that the distributions of the real and imaginary parts of the complex refractive index are even and odd functions, respectively. One specified pair of modes of the system can evolve from the PT-symmetric phase to the broken PT-symmetric phase by varying the gain/loss contrast of the PT-symmetric system [Figs. 1(b), (c)]. Especially when the modes stay in the broken phase, the mode field distribution of the amplified mode will be in the gain area and the lossy mode will be in the loss area [Fig. 1(d)], allowing the realization of a single-mode laser. SUSY can also control the optical modes of lasers, making it an excellent candidate for single lateral mode laser arrays. For a waveguide array, the superpartner of the array can be constructed by supersymmetric transformation to couple the high-order modes of the original array but do not influence the fundamental mode (Fig. 3), which can increase the lasing threshold difference between high-order and fundamental modes. Then, the SUSY laser array can exclusively achieve fundamental mode lasing, which improves the laser array's lateral beam quality. Therefore, it is critical to review recent works on the two new methods of optical mode control in lasers.

Progress PT symmetry can be realized in the lateral direction of the lasers (Figs. 4–6). Here, the lasing of a single lateral mode can be achieved due to the selective PT symmetric breaking of the fundamental mode, which results from the smaller coupling constant of the fundamental mode than that of high-order mode. When the optical system is PT symmetric, the increased gain threshold between the centered longitudinal modes in the gain spectrum and neighboring longitudinal modes aid the realization of a single longitudinal mode lasing. Furthermore, PT symmetry can be applied to the longitudinal direction (direction along the cavity length). The longitudinally PT-symmetric laser can also realize single-mode lasing because of the PT symmetric breaking of the specified modes (Fig. 7). In addition, coherent perfect absorber (CPA)-laser (Fig. 8) and orbital angular momentum (OAM) laser (Fig. 9) are realized on the basis of longitudinally PT-symmetric microstructures. The double mode spacing of the CPA-laser is observed compared with that of the common Fabry-Perot laser, showing that the neighboring lasing modes move in the opposite direction of the complex plane of frequency when the laser stays in the broken PT-symmetric phase [Fig. 2(f)]. The OAM laser can use the orbital angular momentum of light to transfer information, increase the density of data transmission, and pave the way to develop a multidimensional OAM-spin angular momentum (SAM)-wavelength division multiplexing.

Similarly, SUSY can control the optical modes of non-Hermitian systems. The SUSY transformation is used to determine the profile of the refractive index distribution of the SUSY laser array so that the modes are selectively confined in the original array. Simultaneously, the chirped energy pumping increases lasing threshold difference between the selectively confined modes and other modes. If the fundamental mode is confined in the original array and other modes extend to the lossy superpartners, single lateral mode lasing can be realized with higher output power than the single-ridge laser under the same energy pumping density [Figs. 10(a)–(h)]. Furthermore, the second-order SUSY micro-ring laser array is also reported [Figs. 10(i)–(k)], which greatly simplifies large-scale laser array engineering because the superpartner and original array possess identical elements. Also, the second-order SUSY micro-ring laser array emits light in a single lateral mode.

Conclusions and Prospect In summary, PT-symmetric lasers that can not only be pumped optically and electrically are realized. However, the methods to suppress the influences of nonlinear effects on the stability of PT-symmetric laser operation should be explored eagerly. Compared with the PT-symmetric lasers, SUSY lasers are still pumped optically. Electrically injected SUSY lasers with multiple coupling terminals are promising candidates for high output power single lateral mode lasers.

Key words lasers; non-Hermitian photonics; parity-time symmetry; supersymmetry

OCIS codes 140.3460; 350.4600; 140.3945