文章编号：1005-5630(2025)05-0077-08 **DOI**: 10.3969/j.issn.1005-5630.202403080045

固体薄膜有机染料在共振耦合下的光物质混合态研究

钱家祺，张 峰
（上海理工大学 光电信息与计算机工程学院，上海 200093）

摘要：耦合到腔中的有机染料供体与受体在形成光–物质混合态时，它们之间的非辐射能量转移被证明是极其有效的。采用物理分隔的复合有机染料薄膜结构，于单片石英片上构建了一个法布里–珀罗（Fabry–Pérot，F-P）腔，以形成光–物质混合态。该设计对染料浓度和薄膜厚度具有良好可协调性，通过调节腔长可精确匹配激子共振频率，产生明显的拉比分裂现象，使腔内染料的吸收和发射特性发生显著改变。同时，该结构在时间尺度上表现出相对稳定性，在保存 1 个月和 3 个月后，其吸收光谱和发射光谱均无明显变化。这种结构的构建为用于能量转化的薄膜器件的开发提供了新的可能性，拓展了该类器件的设计思路，对能量的收集与传输研究具有重要意义。

关键词：强耦合；能量转移；光学微腔
中图分类号：TH 74 **文献标志码**：A

Study on the light material mixing states of organic dyes in solid film under resonance coupling

QIAN Jiaqi，ZHANG Feng
（School of Optical-Electrical and Computer Engineering, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China）

Abstract: The non-radiative energy transfer between the organic dye donor and acceptor coupled into the cavity has been proven to be extremely effective when forming a light-matter mixed state. In this study, a physically separated composite organic dye film structure was used to construct a Fabry–Pérot (F-P) cavity for the formation of a light-matter mixed state, and this structure was fabricated on a single quartz wafer. This structure exhibited excellent tolerance to variations in dye concentration and film thickness. By adjusting the cavity length, the exciton resonance frequency could be accurately matched, resulting in obvious Rabi splitting, which significantly changed the absorption and emission characteristics of the dye in the cavity. At the same time, the structure showed relative stability on the time scale. After the storage for 1 month and 3 months, there was no obvious change in its absorption spectrum and emission spectrum. The construction of this

收稿日期：2024-03-08
第一作者：钱家祺 (1999—)，男，硕士研究生，研究方向为生物光子学。E-mail：212180362@st.usst.edu.cn
通信作者：张 峰 (1978—)，男，教授，研究方向为太赫兹生物学、频率医学。E-mail：fzhang@usst.edu.cn

structure opens up new possibilities for the development of thin-film devices for energy conversion, expands the design concepts of such devices, and holds great significance for the study of energy collection and transmission processes.

Keywords: strong coupling; energy transfer; optical microcavity

光学微腔是一种极为精密的微型腔体结构，具有体积小、模型简单等优势，在光学领域具有重要的应用前景[1]。其应用范围非常广泛，涵盖光学滤波器[2]、激光器[3]、传感器[4]等器件，光子学[5]、光谱学[6]等学科领域。有机荧光染料通常具有较高的量子产率和可调的光学特性，经常被用作嵌入物质引入到光学微腔中[7]。染料分子的激子与微腔中的光子强耦合，可以形成极化子态。在这种状态下，荧光染料不再表现出传统的吸收和发射特性，而是形成新的吸收和发射模式。常用的嵌入物质还包括 J–聚集体[8]、等离子体纳米粒子[9]、分子晶体聚合物[10]和钙钛矿材料[11]等。近几十年来，有机荧光染料因其优异的光学性能，如高发光效率、丰富的衍生物种类和相对完整的光谱等，在许多领域得到了广泛的应用。例如，含有荧光染料的薄膜已被广泛用于传感器[12]、图像图案化[13-15]、光学存储介质[16-18]和太阳能电池[19-21]等的研究中。

微腔结构限制了电磁辐射在有限空间内的传播。光子在微腔中通过多次反射，其寿命被延长，它与激子的耦合得以增强，最终产生光–物质的强耦合现象。并且在强耦合状态下，分子波函数和电磁场之间不仅发生耦合，还会相干叠加在一起，形成一个统一的能量共生体。当分子模式与光子腔模式之间形成强耦合时，分子能以高于其耗散速率的方式与光子交换能量，产生“极化子”现象[22]。费米黄金定则是量子力学中描述系统在微扰作用下发生能级跃迁概率的核心原理，可定量计算初态到末态的跃迁速率[23]。这个定则通常适用于弱耦合系统，而在强耦合情况下，系统的两个部分（如光和物质）之间的相互作用不能被视为微扰。此时，两个系统的特性不能再单独描述，而要作为一个整体来考虑，这意味着系统的能级会发生劈裂，形成混合的“极化子”态，这种现象通常被称为拉比分裂[8-11, 22-31]。这些新态是原始系统状态的混合，其形成直接违背了费米黄金定则中“相互作用可视为小扰动”的基本假设。此时相互作用必须被完整考量，由此产生的能级迁移、宽化等非微扰效应均无法通过费米黄金定则直接解释。嵌入物质与微腔之间的强耦合现象已得到广泛验证。在微腔的强耦合杂化体系中，嵌入物质的光学特性被改变，拉比分裂会导致吸收和发射谱发生明显变化。

能量转移是自然界中普遍存在的现象，其潜在的非辐射过程被广泛研究。该过程通常与短程偶极–偶极相互作用（Förster 能量转移机制）或电子交换（Dexter 能量转移机制）有关。强耦合通过增强光场与物质波函数的有效重叠，为能量转移提供了类似化学桥接的机制——其中连接体（如激子极化激元）介导供体–受体间的相互作用。可以基于受体的稳态荧光激发光谱研究强耦合下的能量转移[32-33]。有研究表明，与腔外的正常情况相比，在强耦合条件下，非辐射能量传递的速率显著增加了，这一速率的提升对能量传递效率产生了相应的影响[30]。强耦合可以通过拉比分裂的形式促使两个染料之间发生能量转移。当强耦合导致一种染料分子的最大吸收峰分裂成两个峰时，就形成了两个新的混合光–物质本征态（P^+和 P^-）[7]。如果这两个峰中有一个峰能对应于另一种染料分子的能级，就可以继续耦合，产生 3 种新的杂化态，即上（UP）、中（MP）、下（LP）极性态，它们是量子机械纠缠的，可为能量转移提供有效途径，如图 1（a）所示。在实验中，供体 D 和受体 A 都耦合到一个腔中，在强耦合条件下，导致混合光物质或极性态的级联，这两个能级之间的能量传递可以通过非辐射的共振能量转移来实现。

当外界激发光照射到系统中时，如果能量与第一种染料分子的能级相匹配，该染料分子将吸收光子并转移到激发态。通过强耦合导致的相互作用可将这个激发态能量转移至第二种染料分子的对应能级，实现能量的转移。这种能量转移通过非辐射机制进行，因此在吸收峰产生拉比分裂的同时，也可以出现能量转移。依据实验目的，

将激发波长相近的荧光染料同时引入到强耦合杂化体系的构建中。在这种情况下，需要探究这种杂化态对两种不同染料间能量转移的影响。介绍了一种物理分离的复合有机染料薄膜结构，利用该结构在单片石英片上搭建一个法布里–珀罗（Fabry–Pérot，F-P）腔。通过改变薄膜的厚度来调整腔长（即两个反射镜之间的距离），以精确调控腔的共振频率，使其与激子的共振频率匹配，形成光物质混合态，从而产生拉比分裂，改变腔内染料的吸收和发射特性，并明显改变能量转移结果。分析了该复合有机染料薄膜结构在不同比例、厚度、时间等条件下的光谱变化。

1　实验方法

1.1　试剂和仪器

主要试剂：聚甲基丙烯酸甲酯 [poly（methyl methacrylate），PMMA] 购自美国 Sigma-Aldrich 公司，部花青 540（merocyanin 540）购自上海麦克林生化科技股份有限公司，异硫氰酸荧光素酯（fluorescein isothiocyanate，FITC）购自北京博奥森生物技术有限公司，乙醇（体积分数 φ = 75%）、聚乙烯醇（polyvinyl alcohol，PVA）购自萨恩化学技术（上海）有限公司。

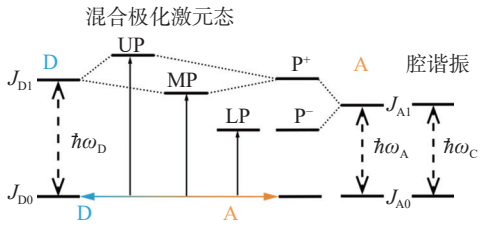
主要仪器有紫外可见光谱仪（Cary 3500，美国）、瞬态荧光光谱仪（FLS1000，英国）、红外光谱仪（Spirit–T，日本）、离子溅射仪（SBC–12，中国）和台式匀胶机（KW–4T，中国）。

1.2　材料制备

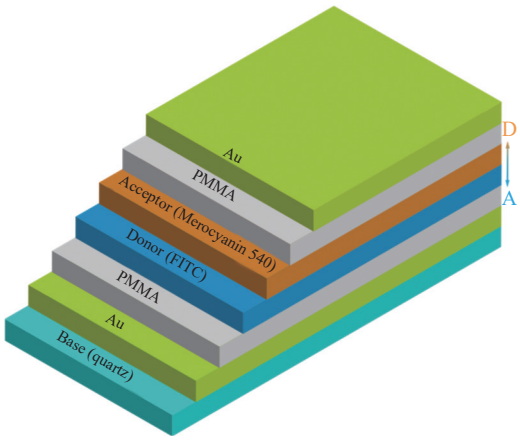
PMMA 溶液的制备：将 PMMA 粉末按 5% 质量分数溶于 75% 乙醇，70 ℃ 搅拌 3 h，至溶液变得澄清透明。PVA 水溶液的制备：将 PVA 粉末按 5% 质量分数溶于去离子水，60 ℃ 搅拌 1 h，至溶液变得澄清透明。PVA 乙醇溶液的制备：将 PVA 粉末按 5% 质量分数溶于 75% 乙醇，60 ℃ 搅拌 1 h，至溶液变得澄清透明。部花青 540 溶液的制备：将部花青 540 粉末按 0.5% 质量分数加入 PVA 水溶液中，搅拌至部花青 540 完全溶解。FITC 染料溶液的制备：将 FITC 粉末按 0.5% 质量分数加入 PVA 乙醇溶液中，搅拌至 FITC 完全溶解。

1.3　F-P 腔搭建

如图 1（b）所示，构建了 F-P 腔的基本结构。在石英片上使用离子溅射仪镀上金膜（60 s）。将镀有金膜的石英片置于台式匀胶机上，用移液器取 20 μL PMMA 进行涂覆（转速 6 000 r/min，时间 10 s），该 PMMA 层作为间隔层，是构建光学腔体的一部分。按照类似的方法，继续旋涂 FITC 和部花青 540，其中 FITC 作为供体染料，部花青 540 作为受体染料。首先，旋涂 50 μL 的 FITC 染料溶液，匀胶机的转速为 3 000 r/min，时间为 30 s。然后，旋涂 50 μL 的部花青 540 染料溶液，匀胶机设置同上。考虑到两种染料的特性，选择该旋涂顺序，确保它们的物理分隔。为了进一步隔离和保护染料层，添加了第二层 PMMA，涂覆量 20 μL，转速 6 000 r/min，时间 10 s。该操作不仅有助于保证供体和受体染料的分离，还有助于防止光的猝灭，创造更加稳定的



J. 耦合强度；$\hbar$. 约化普朗克常数；
ω. 角频率；$\hbar\omega$. 腔模量。
(a) 强耦合的示意图



(b) 具有供体和受体的强耦合 Fabry-Pérot 腔的示意图

图 1　强耦合的原理及设计相关示意图

Fig. 1　Schematic diagram of the principle and design of strong coupling

实验条件。最后，再次进行金膜的镀覆（60 s），形成所需的微腔结构。

1.4　材料的紫外光谱表征

用水溶液进行基线测试后，用去离子水将石英片表面冲洗干净，再用紫外可见光谱仪测定所制备的 F-P 腔的紫外吸收光谱。

1.5　材料的红外光谱表征

用去离子水将石英片表面冲洗干净，于 50 ℃烘干 2 h，再用红外光谱仪扫描所制备的 F-P 腔的红外光谱，扫描范围为 3 000 ～8 000 cm^{-1}。

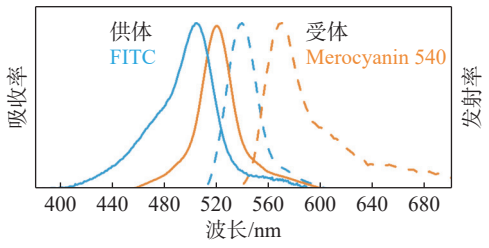
1.6　材料的荧光光谱表征

使用瞬态荧光光谱仪在不同激发波长下记录不同规格的 F-P 腔荧光光谱。

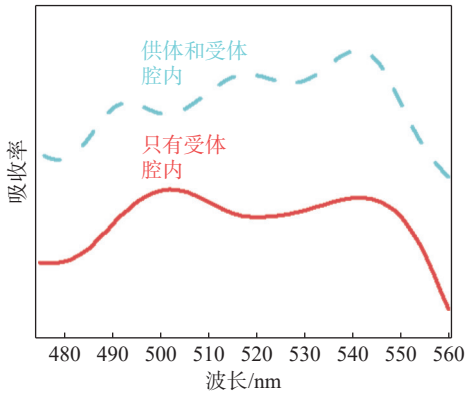
2　结果与讨论

实验中，通过搭建 F-P 腔并调节腔长以匹配激子的共振频率，成功构建了具有供体和受体的光物质混合态。如图 2(a)所示：供体在 500 nm（对应能量为 2.47 eV）处具有最大吸收峰，在 530 nm（2.33 eV）处具有最大发射峰；受体在 520 nm（2.38 eV）处具有最大吸收峰，在 570 nm（2.18 eV）处具有最大发射峰。首先，选择光学腔模式与 520 nm（2.38 eV）处的受体吸收最大值共振；然后，通过强耦合调控受体在谐振腔系统中的吸收光谱，从而形成两个新的混合光–物质本征态（P^+和 P^-），产生对应于 502 nm（2.46 eV）处的 P^+和 542 nm（2.28 eV）处的 P^-新吸收峰。到 P^+的跃迁能接近 500 nm（2.47 eV）处供体的最大吸收，使供体和受体能够耦合，并最终形成 3 个混合极性本征态 UP、MP 和 LP，如图 2(b)所示。

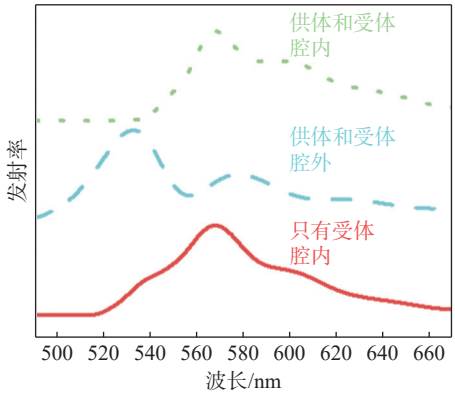
图 2(c)所示为，强耦合条件下，不同腔环境下的发射光谱。在将供体和受体分别置于腔外时，在 500 nm 的激发光下，供体在约 530 nm 处具有最强的发射峰值，而受体在 520 nm 的激发光下，在约 570 nm 处具有最强的发射峰值，见图 2(a)。当受体置于腔内而没有供体存在



实线为吸收光谱，虚线为发射光谱。
(a) 供体和受体材料的归一化光谱数据



(b) 腔内只有受体时以及同时有供体和受体时的吸收光谱



(c) 490 nm激发光下，不同腔环境下的发射光谱

图 2　供体和受体在腔内和腔外的吸收光谱与发射光谱

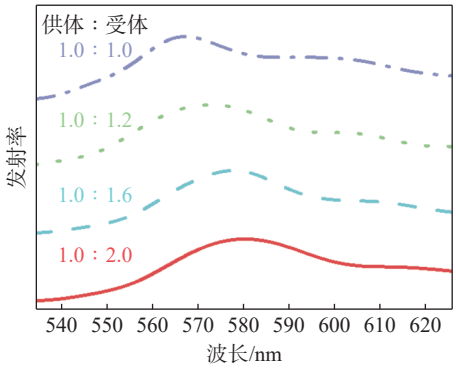
Fig. 2　Absorption and emission spectra of donors and acceptors inside and outside the cavity

时，其发射光谱发生了显著变化。初始的受体发射光谱从 550 nm 处开始增强，在约 570 nm 处的峰变得更宽，这是由强耦合效应导致的拉比分裂所导致的。当腔内同时存在供体和受体时，在 490 nm 处的上（UP）极性态激发下，供体–受体系统的发射光谱在约 570 nm 处具有最强的发射峰值，这一峰值更接近受体的特征发射峰。而在相同激发条件下，当腔外同时存在供体和受体时，供体–受体系统的发射光谱则在约 530 nm

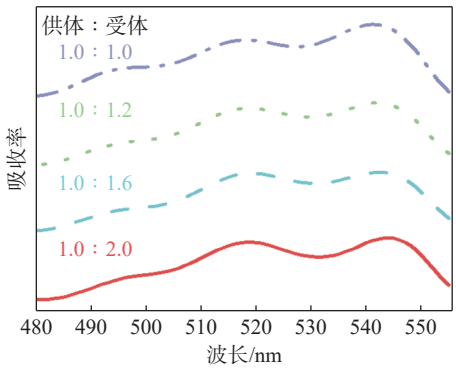
处具有最强的发射峰值，更具有供体的特征。这与在相同激发波长下的腔内情况形成了明显的对比。这些静态测量结果表明，在强耦合作用下，能量传递作用得到显著增强。这些结果有效证明了能量转移是通过纠缠的供体和受体物理分离的混合极性态介导的，这也是极化系统中能量输运理论研究所预测的结果[33]。

Förster 型能量转移的一个重要影响因素是供体和受体之间的平均距离。研究了样品中供体和受体的相对浓度对强耦合条件下能量转移的影响。如图 3(a)和(b)所示，在强耦合条件下，通过比较 490 nm 激发光下，不同供体、受体质量比的发射光谱和吸收光谱，可以观察到：随着受体与供体质量比逐渐增大，发射光谱保持着供体的特征，并伴随着一定程度的红移(发射峰从 570 nm 逐渐红移至 580 nm)。这表明供体–受体相互作用的增强导致了光发射强度的减弱和光谱特性的改变。对于吸收光谱而言，观察结果表明，在质量比提高的同时它并没有表现出明显的变化，在接近的波长处仍然呈现出 3 个混合极性本征态 UP、MP 和 LP 的形式。

接下来，研究了供体–受体系统在不同涂层厚度时对强耦合条件下能量转移的影响。用自由光谱间距(free spectral range)R_{fs}来表示金膜间的距离变化，见图 4(a)。染料在溶剂中的浓度相对较低，所以可以忽略染料对折射率的影响。在可见光范围内，材料的折射率会随波长改变。有



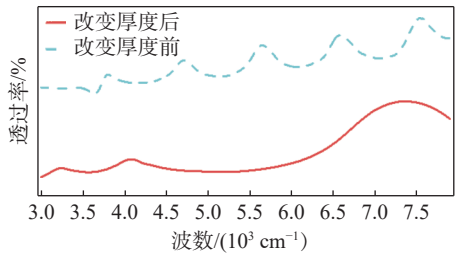
(a) 强耦合条件下不同供体–受体质量比于490 nm激发光下的发射光谱



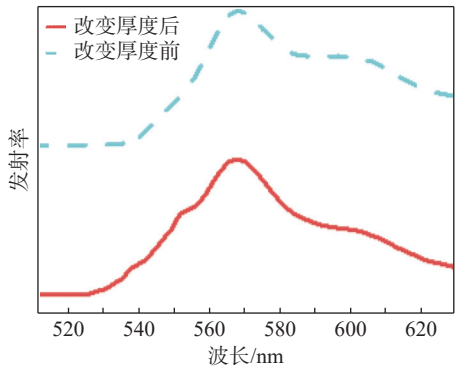
(b) 强耦合条件下不同供体–受体质量比的吸收光谱

图 3　强耦合条件下不同供体–受体比例下的发射光谱与吸收光谱

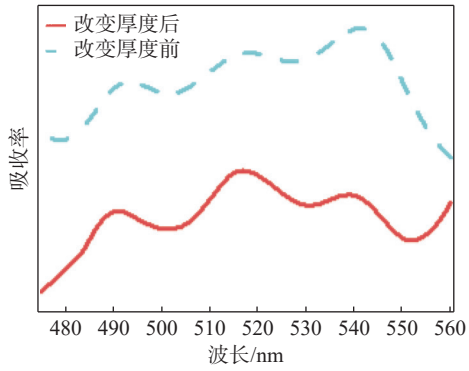
Fig. 3　Emission and absorption spectra under different donor-acceptor ratios under strong coupling conditions



(a) 强耦合条件下供体–受体系统不同厚度下的红外透过率光谱



(b) 强耦合条件下供体–受体系统不同厚度下490 nm激发光下的发射光谱



(c) 强耦合条件下供体–受体系统不同厚度下的吸收光谱

图 4　强耦合条件下不同厚度下的不同光谱对比

Fig. 4　Comparison of different spectra under strong coupling conditions with different thicknesses

效折射率(effective refractive index)n_{eff} 计算式为

$$n_{\mathrm{eff}}=(n_1\times n_4)^{0.5}\times(n_2\times n_3)^{0.5} \tag{1}$$

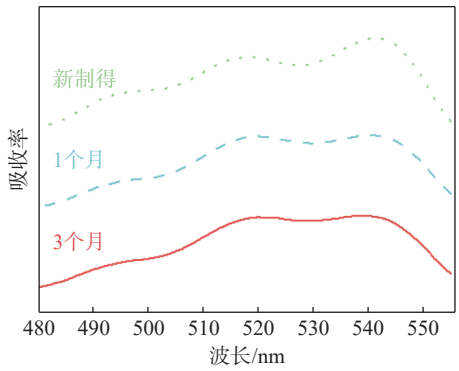
式中：n_1、n_4 分别为涂覆的第一层和第二层 PMMA 溶液的折射率，其数值相同；n_2 为 FITC 溶液的折射率；n_3 为部花青 540 溶液的折射率。当波长为 490 nm 时，将各层膜的折射率代入式(1)，计算得 $n_{\mathrm{eff}}\approx 1.432$。将其代入式(2)和式(3)以计算模式数。

$$R_{\mathrm{fs}}=\frac{10^4}{2n_{\mathrm{eff}}L} \tag{2}$$

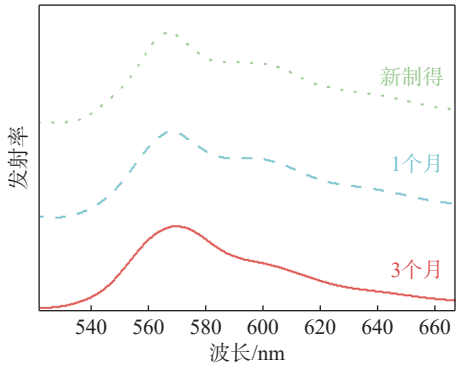
$$v=\frac{10^4\,m}{2n_{\mathrm{eff}}L} \tag{3}$$

式中：R_{fs} 为自由光谱间距；L 为两层金膜间各旋涂层的总厚度；v 为振荡带宽；m 为模式数。图 4(a)中，蓝线所示厚度为 3.642 μm，对应的模式数为 14，而红线所示厚度为 1.044 μm，对应的模式数为 4。继续在 490 nm 波长的激发条件下观察不同厚度的供体–受体系统的发射光谱，结果详见图 4(b)。结果显示，发射光谱仍然保留了供体的特征，在约 570 nm 处具有最强的发射峰值。吸收光谱的形状略有变化，见图 4(c)，其吸收峰的波长处接近且均呈现出 3 个混合极性本征态 UP、MP 和 LP 的特征，MP 和 LP 所对应的波长无明显变化，UP 所对应的波长蓝移约 5 nm。这说明在确保供体–受体系统能量转移增强效果时，可对复合薄膜的厚度进行调控。该研究有利于在后续的实验设计中进一步缩小模式数，以增强光与物质的相互作用，提高系统的选择性和灵敏度。

样品在 20～25 ℃ 室温及 40%～ 60% 相对湿度条件下保存。保存 1 个月和 3 个月后，再次对样品进行吸收光谱和发射光谱的测量，结果见图 5(a)和(b)。两种光谱均没有明显的变化，吸收光谱在对应的波长处呈现出 3 个混合极性本征态 UP、MP 和 LP 的特征，发射光谱也保留了供体的特征，在约 570 nm 处具有最强的发射峰值。这表明所研究的样品在观察时段内光学特性是稳定的，样品在传感器、成像技术及分析应用中是可靠的。



(a) 强耦合条件下供体–受体系统不同时间下的吸收光谱



(b) 强耦合条件下供体–受体系统不同时间下在490 nm激发下的发射光谱

图 5　强耦合条件下不同时间下的吸收光谱与发射光谱

Fig. 5　Absorption and emission spectra at different time under strong coupling conditions

3　结　论

本研究成功构建了物理分隔的复合有机染料薄膜结构，并在单片石英片上搭建了 F-P 腔，实现了光–物质混合态的有效调控。实验结果表明，耦合到腔中的有机染料供体与受体形成光–物质混合态时，非辐射能量转移效率显著提升。通过腔长调节可精确匹配激子共振频率，产生明显的拉比分裂现象，使腔内染料的吸收和发射特性发生显著改变。复合薄膜形式的强耦合系统允许多个材料在薄膜结构中相互耦合，形成高度协同的光物质状态。这一创新构建思路不仅提高了能量转移效率，也为太阳能转化器件的制备开辟了全新的途径，提高了太阳能转化器件的设计灵活性。定制薄膜结构可以适应不同光谱范围和光敏材料的特性，从而优化光能的收集和利用，为构建更高效的光能利用器件提供了全新的设计方

法。这项研究为能源转换领域的薄膜器件设计和优化提供了理论和实验基础。

参考文献：

[1] 石增良, 王茹, 刘威, 等. 氧化锌微腔激光的模式调控[J]. 科学通报, 2020, 65(25): 2691 – 2707.

[2] 吕江涛, 王凤文, 马振鹤, 等. 基于法布里-珀罗腔的纳米环滤光器 [J]. 物理学报, 2013, 62(5): 459 – 464.

[3] 赵辛未, 吕俊鹏, 倪振华. 铅卤钙钛矿法布里-帕罗谐振腔激光器 [J]. 物理学报, 2021, 70(5): 18 – 32.

[4] BITARAFAN M, DECORBY R G. On-chip high-finesse Fabry-Perot microcavities for optical sensing and quantum information[J]. Sensors, 2017, 17(8): 1748.

[5] JANITZ E, RUF M, DIMOCK M, et al. Fabry-Perot microcavity for diamond-based photonics[J]. Physical Review A, 2015, 92(4): 043844.

[6] 周奎, 单政, 张倩, 等. MEMS 法布里-珀罗滤波芯片及其光谱探测应用研究进展 [J]. 光学学报, 2022, 42(8): 0800001.

[7] EBBESEN T W. Hybrid light–matter states in a molecular and material science perspective[J]. Accounts of Chemical Research, 2016, 49(11): 2403 – 2412.

[8] MIZUNO H, TANIJIRI N, KAWANISHI Y, et al. Fabrication and characterization of silver mirror planar microcavity with dye J–aggregates[J]. Materials Letters, 2016, 168: 210 – 213.

[9] RAMEZANI M, HALPIN A, WANG S J, et al. Ultrafast dynamics of nonequilibrium organic exciton–polariton condensates[J]. Nano Letters, 2019, 19(12): 8590 – 8596.

[10] YANAGI H, SASAKI F, YAMASHITA K. Cooperative behaviors in amplified emission from single microcrystals of thiophene/phenylene co-oligomers toward organic polariton laser[J]. Advanced Optical Materials, 2019, 7(17): 1900136.

[11] DU W N, ZHANG S, SHI J, et al. Strong exciton–photon coupling and lasing behavior in all-inorganic $CsPbBr_3$ micro/nanowire Fabry-Pérot Cavity[J]. ACS Photonics, 2018, 5(5): 2051 – 2059.

[12] THOMAS S W, JOLY G D, SWAGER T M. Chemical sensors based on amplifying fluorescent conjugated polymers[J]. Chemical Reviews, 2007, 107(4): 1339 – 1386.

[13] AOKI A, GHOSH P, CROOKS R M. Micrometer-scale patterning of multiple dyes on hyperbranched polymer thin films using photoacid-based lithography[J]. Langmuir, 1999, 15(22): 7418 – 7421.

[14] KIM J M. The "precursor approach" to patterned fluorescence images in polymer films[J]. Macromolecular Rapid Communications, 2007, 28(11): 1191 – 1212.

[15] ONODA M, TADA K. The maskless dye diffusion technique —a proposal of patterning techniques for polymer light-emitting device[J]. Current Applied Physics, 2006, 6(5): 887 – 890.

[16] WANG G B, HOU L S, GAN F X. Optical Storage properties of novel azo dye-in-polymer (PMMA) thin films[J]. Physica Status Solidi, 1999, 174(1): 269 – 275.

[17] NA H S, KIM J H, HONG K M, et al. Synthesis of azo dye containing polymers and application for optical data storage[J]. Molecular Crystals and Liquid Crystals Science and Technology. Section A. Molecular Crystals and Liquid Crystals, 2000, 349(1): 35 – 38.

[18] MAEDA M, ISHITOBI H, SEKKAT Z, et al. Polarization storage by nonlinear orientational hole burning in azo dye-containing polymer films[J]. Applied Physics Letters, 2004, 85(3): 351 – 353.

[19] WANG P, ZAKEERUDDIN S M, MOSER J E, et al. A stable quasi-solid-state dye-sensitized solar cell with an amphiphilic ruthenium sensitizer and polymer gel electrolyte[J]. Nature Materials, 2003, 2(6): 402 – 407.

[20] NOGUEIRA A F, LONGO C, DE PAOLI M A. Polymers in dye sensitized solar cells: overview and perspectives[J]. Coordination Chemistry Reviews, 2004, 248(13/14): 1455 – 1468.

[21] ZHANG W, CHENG Y M, YIN X, et al. Solid-state dye-sensitized solar cells with conjugated polymers as hole-transporting materials[J]. Macromolecular Chemistry and Physics, 2011, 212(1): 15 – 23.

[22] TÖRMÄ P, BARNES W L. Strong coupling between surface plasmon polaritons and emitters: a review[J]. Reports on Progress in Physics, 2015, 78(1): 013901.

[23] TIGNON J, VOISIN P, DELALANDE C, et al. From Fermi's golden rule to the vacuum rabi splitting: magnetopolaritons in a semiconductor optical microcavity[J]. Physical Review Letters, 1995, 74(20): 3967 – 3970.

[24] HAO Y W, WANG H Y, JIANG Y, et al. Hybrid-state dynamics of gold nanorods/dye J-aggregates under strong coupling[J]. Angewandte Chemie International Edition, 2011, 50(34): 7824 – 7828.

[25] VASA P, POMRAENKE R, CIRMI G, et al. Ultrafast manipulation of strong coupling in metal−molecular aggregate hybrid nanostructures[J]. ACS Nano, 2010, 4(12): 7559 – 7565.

[26] WANG D Q. Cavity quantum electrodynamics with a single molecule: Purcell enhancement, strong coupling and single-photon nonlinearity[J]. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 2021, 54(13): 133001 – 133025.

[27] WANG D Q, KELKAR H, MARTIN-CANO D, et al. Coherent coupling of a single molecule to a scanning Fabry-Perot microcavity[J]. Physical Review X, 2017, 7(2): 021014.

[28] 文瑞娟, 杜金锦, 李文芳, 等. 内腔多原子直接俘获的强耦合腔量子力学系统的构建 [J]. 物理学报, 2014, 63(24): 227 – 232.

[29] HUTCHISON J A, SCHWARTZ T, GENET C, et al. Modifying chemical landscapes by coupling to vacuum fields[J]. Angewandte Chemie International Edition, 2012, 51(7): 1592 – 1596.

[30] ZHONG X L, CHERVY T, WANG S J, et al. Non-radiative energy transfer mediated by hybrid light-matter states[J]. Angewandte Chemie International Edition, 2016, 55(21): 6202 – 6206.

[31] ZHONG X L, CHERVY T, ZHANG L, et al. Energy transfer between spatially separated entangled molecules[J]. Angewandte Chemie International Edition, 2017, 56(31): 9034 – 9038.

[32] COLES D M, SOMASCHI N, MICHETTI P, et al. Polariton-mediated energy transfer between organic dyes in a strongly coupled optical microcavity[J]. Nature Materials, 2014, 13(7): 712 – 719.

[33] FEIST J, GARCÍA-VIDAL F J. Extraordinary exciton conductance induced by strong coupling[J]. Physical review letters, 2015, 114(19): 196402.

（编辑：李晓莉）