

# 微纳尺度腔量子电动力学\*

段雪珂<sup>1</sup> 古英<sup>1,2,3,4,†</sup> 龚旗煌<sup>1,2,3,4</sup>

(1 北京大学物理学院 人工微结构和介观物理国家重点实验室 北京 100871)

(2 北京大学 教育部纳光电子前沿中心&量子物质科学协同创新中心 北京 100871)

(3 山西大学极端光学协同创新中心 太原 030006)

(4 北京量子信息科学研究院 北京 100193)

2019-05-15 收到

† email: ygu@pku.edu.cn

DOI: 10.7693/wl20190603

## Micro/nanoscale cavity quantum electrodynamics

DUAN Xue-Ke<sup>1</sup> GU Ying<sup>1,2,3,4,†</sup> GONG Qi-Huang<sup>1,2,3,4</sup>

(1 State Key Laboratory for Mesoscopic Physics, School of Physics, Peking University, Beijing 100871, China)

(2 Nano-optoelectronics Frontier Center of Ministry of Education (NFC-MOE) & Collaborative Innovation Center of Quantum Matter, Peking University, Beijing 100871, China)

(3 Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China)

(4 Beijing Academy of Quantum Information Sciences, Beijing 100193, China)

**摘要** 腔量子电动力学是在单量子层次上研究光和物质相互作用,在光和原子的强弱耦合、量子相干以及量子信息等方面取得了巨大的成功。通过局域场增强效应,微纳光子结构可以极大地提高光和量子体系的耦合强度,给传统腔量子电动力学带来了新的研究机遇。文章综述了微纳尺度腔量子电动力学的基本原理、重要进展以及可能的应用,特别是在基于金属微纳结构的复合体系中的量子光学效应。这些研究工作不但丰富了光和物质相互作用的内容,还将为芯片上量子信息过程及其可扩展量子网络提供一定的基础。

**关键词** 腔量子电动力学,微纳光子结构,表面等离激元,强耦合,弱耦合,量子干涉

**Abstract** Cavity quantum electrodynamics (CQED) is the study of the interaction between light and matter at the single quantum level. It has achieved great success in explaining the strong or weak coupling between light and atoms, quantum coherence, quantum information, and so on. With the local field enhancement effect, micro- and nano-photon structures can greatly enhance the interaction between light and quantum systems, which brings new opportunities for the study of traditional CQED. Here we review the basic principles, important progress, and possible applications of CQED at the micro/nanoscale, especially the quantum optical effects in metal-based nanophotonic structures. These studies not only enrich our understanding of the interaction between light and matter, but also provide a basis for on-chip quantum information processing and scalable quantum networks.

**Keywords** cavity quantum electrodynamics, micro/nanophotonic structure, plasmonics, strong coupling, weak coupling, quantum coherence

\* 国家重点基础研究发展计划(批准号:2018YFB1107200)、国家自然科学基金(批准号:11525414、11734001)、广东省重点领域研发计划(批准号:2018B030329001)资助项目

## 1 引言

腔量子电动力学(cavity quantum electrodynamics, CQED)是研究单量子层次上的光和物质相互作用,是指受限空间内量子体系(原子、分子、量子点、电子空穴对、氮空位中心等激子)与量子化光场(光子)之间的相互耦合作用<sup>[1, 2]</sup>。继量子力学在1900—1930年建立以来,经过几十年的努力,法国Serge Haroche等人终于在1996年第一次在光学腔中目击到单个二能级原子和单个光子相互作用的演化过程,观察到了拉比振荡等典型的量子现象<sup>[3]</sup>,从而和美国David J. Wineland共同获得了2012年的诺贝尔物理学奖(图1)。

传统的腔一般几百微米,量子体系和腔中的光学模式之间不断地进行能量交换(耦合系数用 $g$ 表示),同时,量子体系和腔模自身都有光子损耗(损耗率分别用 $\gamma$ 和 $\kappa$ 表示)。当 $g \ll (\kappa, \gamma)$ 时,量子体系和光子之间的能量交换率远远小于体系的损耗,即激子和光子间还未来得及交换能量,光子就损耗掉了,属于弱耦合区域。此时腔模不占优势,和腔模以外的其他模式作用相同,所以这些模式的存在只能改变量子体系的自发辐射速率,这就是著名的珀塞尔效应<sup>[4]</sup>,自发辐射的改变率就是珀塞尔系数( $F = \frac{\gamma}{\gamma_0}$ ,其中 $\gamma_0$ 是量子体系在真空中的自发辐射速率)。相反,当 $g \gg (\kappa, \gamma)$ 时,量子体系和光子之间能量交换率远远大于光子的损耗率,即在光子损耗掉之前,可以和原子进行数次的能量交换,这是一种单量子之间的可逆交换,伴随着真空拉比劈裂等过程,这就是强

耦合区域。除此之外,在腔中还可以实现各种各样的量子干涉过程,如粒子布局数的崩塌和复苏、共振荧光、Mollow吸收、电磁感应透明等<sup>[5, 6]</sup>。

2001年,四位量子信息和量子光学研究领域的专家在*Nature*上发文<sup>[7]</sup>,提出一种利用原子系综(多个原子组成的体系)作为光子与存储器之间的量子接口,通过与光子相互作用记录光子信息,从而在长损耗信道中实现稳定的量子通信的方案,也就是著名的以他们姓名的第一个字母命名的DLCZ方案,并指出“该方案涉及对原子系综、分束器和高效的单光子探测器的激光操控,因此和目前(量子信息方面)的实验技术是可兼容的”。而受限的空间(即腔)可以提供较小的光学模式体积 $V$ 和较大的品质因子 $Q$ ,使得量子体系和光子之间相互作用大大增强。因此,随后腔量子电动力学的基本原理被广泛地应用在量子信息的研究中,如在量子纠缠、存贮和量子态转移和操控等方面<sup>[8, 9]</sup>。

在量子体系和腔的强弱耦合中,珀塞尔系数 $F$ 正比于 $Q/V$ ,而耦合系数 $g$ 正比于 $Q/\sqrt{V}$ ,其中 $Q$ 反比于腔模的损耗率 $\kappa$ ( $\kappa \propto \frac{1}{Q}$ ,通常用腔膜吸收谱的线宽表示),所以后来人们努力的方向就集中在如何增大 $Q$ 并减少 $V$ 的方面。近年来,随着微纳制备技术的提高,各种各样的微纳光子结构在实验上得以实现,并且,在微纳结构中存在比传统法布里—珀罗(FP)腔更加局域的光场模式。如果把量子体系放在这些微纳光子结构内部或附近,通过精心的光学模式设计,可以实现光子和激子在微纳尺度上的强弱耦合过程。

回音壁模式是在介质中通过全反射形成的一种环形的光学模式,通常可以在介质微球、微盘或微环中得到。相比于普通的FP腔,回音壁腔具有超高的品质因子 $Q$ <sup>[10-12]</sup>。例如,2006年实现的回音壁微腔(图2(a)),直径在几十微米量级,而它的品质因子 $Q$ 却可达 $10^8$ 量级,极大地增强了光和量子体系的相互作用,实现了NV色心(氮空位中心)和回音壁模式之间的强耦合效应<sup>[13]</sup>。Eli Yablonovitch和Sajeev John在1987年分别提出了波长量级周期排列的光子结构,也就是光子晶

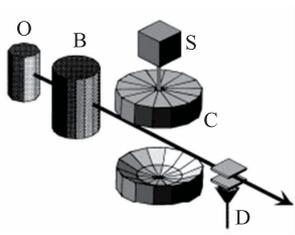


图1 2012年诺贝尔物理学奖得主之一:法国的Serge Haroche,以及他们用于实现单个二能级原子和单光子相互作用的实验装置图<sup>[3]</sup>

体, 可以产生很强的光子局域或禁带效应, 并指出在光子禁带中原子的自发辐射受到抑制<sup>[14, 15]</sup>。随后, 人们在光子晶体中引入各种缺陷(如点缺陷、线缺陷等), 从而制成光子晶体微腔(图2(b))。在这种腔中, 缺陷周围形成光场局域, 典型的品质因子 $Q$ 在 $10^5$ — $10^7$ 量级, 光学模式体积 $V$ 在波长的三次方量级<sup>[10, 16—18]</sup>, 能够显著增强光子和激子的耦合, 从而得到了自发辐射增强、真空拉比劈裂等量子现象<sup>[16, 19, 20]</sup>。为了进一步减小光学模式体积, 人们又提出了用能够支撑表面等离激元模式的微纳金属结构去实现强弱耦合<sup>[21—28]</sup>。表面等离激元是由金属的电子集体振荡引起的, 伴随着近场增强; 如果将量子体系放在表面等离激元结构的近场区域, 表面等离激元结构就充当了光学腔的作用, 此时, 光学模式体积 $V$ 可以被压缩在亚波长的尺度。但是由于金属中自由电子和原子实的不断碰撞, 这种金属微纳结构的内禀损耗比较大, 即 $Q$ 因子比较小。为了克服这个缺点, 近年来, 复合的表面等离激元结构(图2(c))成为腔量子电动力学的研究热点, 如纳米颗粒与金属薄膜<sup>[29, 30]</sup>的复合结构、金纳米颗粒二聚体结构<sup>[31]</sup>、金属纳米颗粒与介质材料的复合结构<sup>[32]</sup>等。在这种复合结构中, 间隙表面等离激元被激发, 腔膜被压缩在只有几纳米到十几纳米的间隙中, 光学模式体积极大缩小, 另外和介质材料的复合也可以使得腔模的损耗降低。

目前, 随着纳米制备技术的蓬勃发展, 器件的小型化和集成化成为不可替代的发展趋势。由于光限制能力强, 各种各样的微纳光子结构和低维光子材料被广泛研究, 用于光谱学、量子光学与量子信息、非线性光学、太阳能电池、光电集成等多个领域。尤其在和量子结合的体系中, 如2011年Zubin Jacob和Vladimir M. Shalaev在*Science*上发文<sup>[33]</sup>, 指出由于表面等离激元的波粒二象性, 它们在腔量子电动力学和量子信息等方面都有很大优势。同年, Oliver Benson在*Nature*的综述文献中<sup>[34]</sup>指出微纳光子结构和量子体系的结合能够带来比单种光子结构更多的优势, 典型的如微纳腔和量子体系结合, 就会在微纳尺度上

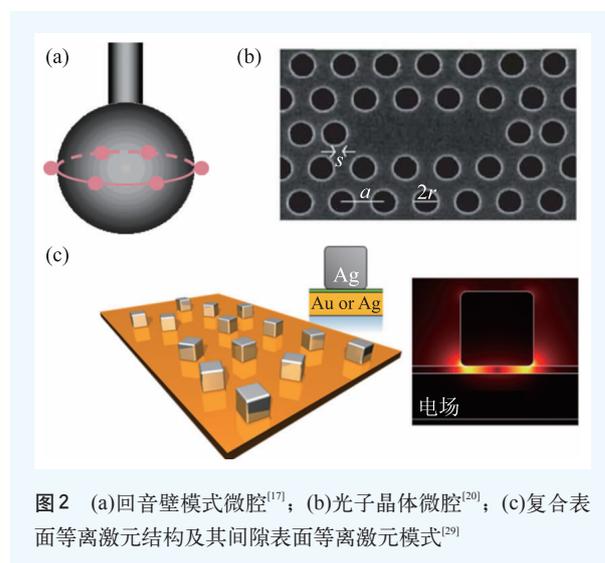


图2 (a)回音壁模式微腔<sup>[17]</sup>; (b)光子晶体微腔<sup>[20]</sup>; (c)复合表面等离激元结构及其间隙表面等离激元模式<sup>[29]</sup>

实现各种基本量子现象或功能, 如自发辐射抑制或增强、光子和激子可逆相互作用、量子非线性效应等, 对于微纳光芯片和光回路中的量子光源、量子纠缠和量子逻辑门设计有基础研究的意义。2013年, M. S. Tame等在*Nature Physics*上以“量子表面等离激元”为题<sup>[35]</sup>, 综述了金属微纳结构中表面等离激元的量子化、单粒子性、增强和传导单光子源的机制和强耦合的可能性等。

从上面可以看到, 通过微纳光子结构和量子体系的结合, 在单量子层次上研究光子、激子和声子相互作用是实现芯片上量子信息过程及其可扩展量子网络的重要基础。接下来, 将综述在微纳光子结构中光子和激子的强弱耦合以及量子干涉的发展状况, 并着重介绍我们组的工作, 最后给出总结和展望。

## 2 微纳尺度上光子和激子的弱耦合效应

在 $g \ll (\kappa, \gamma)$ 的弱耦合区域, 量子体系的自发辐射速率受到周围电磁场模式的调制, 并且, 单个量子体系放在微纳结构的近场区域, 发射出的光子拥有单光子的特征, 大量有方向性的单光子在单光子源和片上器件的制备中有着重要应用<sup>[36]</sup>。虽然光子晶体微腔和回音壁微腔对量子体系辐射速率有很大的增强<sup>[10, 37—42]</sup>, 而具有亚波长尺度光场局域能力的表面等离激元纳腔在自发辐射增强

上表现的更加优异<sup>[21-23]</sup>。M. Pelton 在 2015 年的 *Nature Photonics* 的综述文献中详细地说明了在表面等离激元颗粒对量子体系的自发辐射受到的影响<sup>[43]</sup>。基于微纳金属结构的间隙表面等离激元，场分布更加局域，珀塞尔系数通常可以达到成千上万倍<sup>[29-31, 44, 45]</sup>，因此近年来被广泛应用于微纳尺度的自发辐射调控。另外，精心设计的金属微纳结构可以在量子体系周围产生各向异性的珀塞尔系数环境，被用来控制自发辐射谱线的线宽<sup>[46, 47]</sup>等。金属微纳结构在调控自发辐射速率的同时，还可以调控量子体系的辐射方向<sup>[48, 49]</sup>，常被用作纳米光学天线等。

在表面等离激元结构中，金属纳米颗粒可以支持亚波长尺度的局域模式，存在着巨大的近场增益或电磁场“热点”，但是却很难收集产生的单光子<sup>[21-23]</sup>；而束缚在金属和介质界面的倏逝波，是传播的模式，它虽然可以传导光子，但是珀塞尔系数又相对较低<sup>[36, 50]</sup>。为了克服这些困难，我们提出了既能高效产生又能高效收集的间隙表面等离激元结构<sup>[30, 51-53]</sup>。不同于传统的腔模，在这种复合结构中，因为表面等离激元模式存在损耗并且具有开放性，单量子体系的自发辐射一般可分为三个通道：与传播表面等离激元耦合的表面等离激元通道(速率为  $\gamma_{\text{SPP}}$ )，远场辐射通道(速率为  $\gamma_r$ )，以及由于金属损耗导致的非辐射

通道(速率为  $\gamma_{\text{nr}}$ )。量子体系总的自发辐射速率为三者之和，即  $\gamma_{\text{total}} = \gamma_{\text{SPP}} + \gamma_r + \gamma_{\text{nr}}$ <sup>[30, 51-53]</sup>。

下面介绍几个具体结构。由于金属的内禀损耗无法解决，表面等离激元模式在金属界面传输距离比较短，通常在百微米量级，通过设计间隙表面等离激元结构并与波矢匹配光纤结合，2015 年我们提出了有效的单光子发射和纳米尺度一维低损传导<sup>[30]</sup>。在表面等离激元通道中传播的光子可以耦合进入光纤，从而在光纤中低损耗地传输，解决了金属薄膜中光子传播距离有限的问题。在如图 3 所示的结构中，通过光学模式设计，最后发射体总的自发辐射速率可达  $5000\gamma_0$ ，而沿表面等离激元通道的光子衰减速率也可达  $1500\gamma_0$ ，两者均是只有金属纳米膜时的几十倍。特别指出，加了波矢匹配的光纤后，最终的单光子导出率在 290—770 $\gamma_0$  之间。拥有如此高发射率和收集率的纳米结构设计，为实现芯片亮单光子源提供了重要的理论基础。

光子结构一旦被制备出来，自发辐射的性质将不能被改变。为了实现主动调控，我们将折射率随光轴变化的液晶材料引入到表面等离激元结构中。先是在液晶—金属—低折射率超材料的三明治平板结构中，通过外加方式调节液晶的光轴，从而得到主动调控的表面等离激元模式，可以实现 2.5 倍的珀塞尔系数调控范围<sup>[51]</sup>。然后，

我们又加入了金属纳米棒到这个结构中，设计了可调谐的间隙表面等离激元模式(图 4(a))，使得“热点”处的量子发射体的珀塞尔系数从 103 变化到 8750，开关比达到了 85，实现了单个量子体系的自发辐射开关<sup>[52]</sup>，利用液晶材料的超快响应特性，可以在 10 ns 之内，完成 10 倍对比度的开关效应。进一步地，我们还设计了对称的方形介质波导光纤，使光子的收集效率超过了 40%<sup>[52]</sup>。另外，我们还提出了使用纳米线上的倏逝波模式来形成间隙表面等离激元并完成一维的光子收集和传输<sup>[53]</sup>，如图

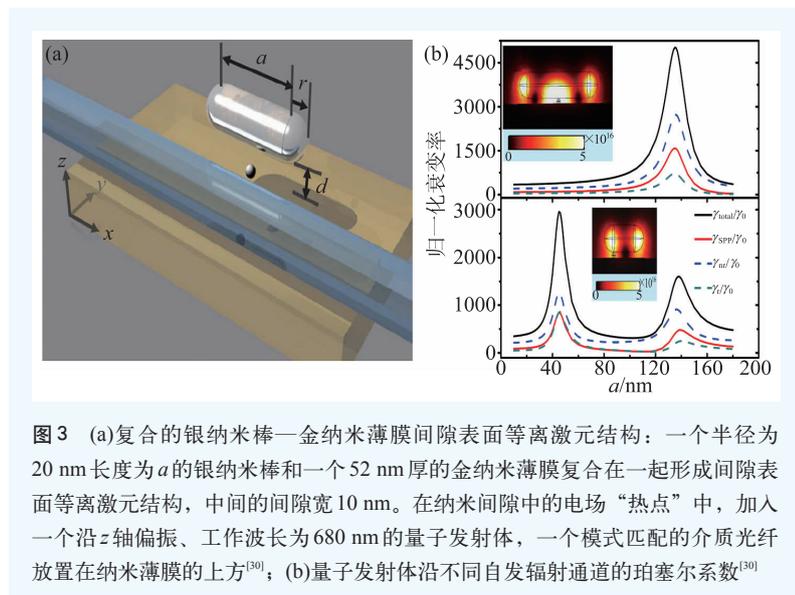


图 3 (a)复合的银纳米棒—金纳米薄膜间隙表面等离激元结构：一个半径为 20 nm 长度为  $a$  的银纳米棒和一个 52 nm 厚的金纳米薄膜复合在一起形成间隙表面等离激元结构，中间的间隙宽 10 nm。在纳米间隙中的电场“热点”中，加入一个沿  $z$  轴偏振、工作波长为 680 nm 的量子发射体，一个模式匹配的介质光纤放置在纳米薄膜的上方<sup>[30]</sup>；(b)量子发射体沿不同自发辐射通道的珀塞尔系数<sup>[30]</sup>

4(b)所示。在复合的银纳米线和银纳米棒结构中，珀塞尔系数可以达到14208，其中沿银纳米线传播的部分可达39.3%，辐射光子在纳米线中的传播距离大于25 μm。如果将银纳米线换成介质纳米线，珀塞尔系数可达3142并且53%的辐射光子可以通过介质纳米线进行低损耗的传输。这些结构以及新的增大珀塞尔效应的机制，结合了大的自发辐射增强、可调谐、有效的纳米尺度的光子收集和传输等优点，将会对芯片上的超亮单光子源和纳米激光有重要影响。

### 3 微纳尺度上光子和激子的强耦合效应

腔量子电动力学系统产生的一些量子资源，如量子纠缠等，一般发生在  $g \gg (\kappa, \gamma)$  的强耦合区域。2004年，J. P. Reithmaier 等和 T. Yoshie 等分别在光子晶体微腔中实现了光子与单个量子点的强耦合<sup>[54, 55]</sup>。随后两年，研究者们又在各种回音壁模式微腔中实现了光子和不同量子体系的强耦合<sup>[56-58]</sup>。为了芯片集成以及可扩展量子网络的需要，表面等离激元纳腔成为更好的选择。不同于传统的腔模，表面等离激元腔模的特点是场局域强但是对量子体系放置的位置敏感(即把量子体系放在金属结构旁边不同的位置， $g$  因子变化很大)、有损耗( $\kappa$  很大)并且整个模式是开放的(不同于传统腔模的相对封闭性)。如果没有经过精心的光学模式设计，在通常的表面等离激元结构中， $\gamma < g < \kappa$ ，即形成坏腔，但是在这个区域仍然可以发生很多有趣的量子干涉现象<sup>[59-61]</sup>，如 Fano 线型、金属球协助下的无粒子数反转增益和纳米尺度上的光子统计调控等，将在下一节详述。虽然之前有工作研究过表面等离激元结构和多个分子、量子点等之间的强耦合<sup>[24-26]</sup>(这是因为多个量子体系的等效偶极矩更大，增大了强耦合的可能性)，但是由于金属结构的内禀损耗以及微纳结构的低收集和传导效率，使得单个表面等离激元结构和单个量子体系的强耦合很少实现。从制备的角度看，微纳光子结构在 10 nm 尺度是可控的，多种微纳光子结构被制备出来，不但模式繁多，

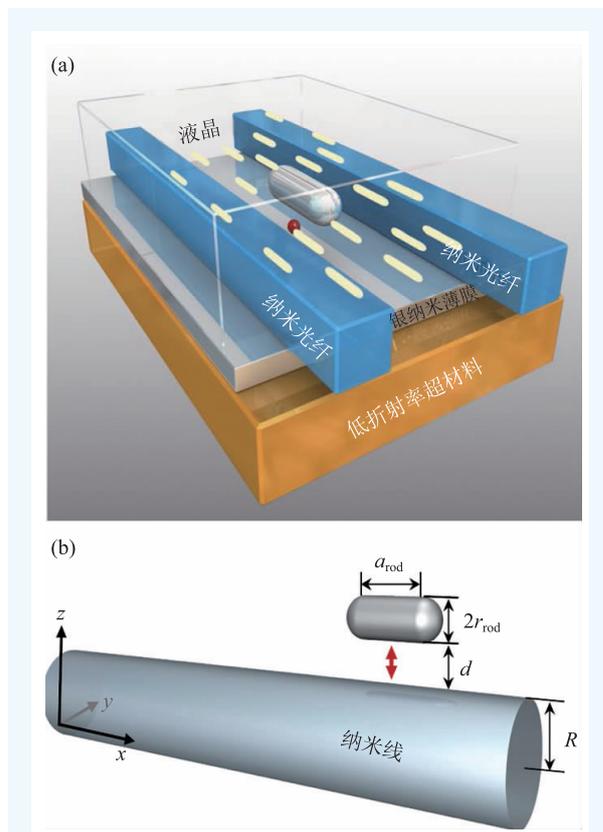


图4 (a)液晶控制下可调谐的间隙表面等离激元结构<sup>[52]</sup>；(b)银纳米线/介质纳米线和银纳米棒的复合结构<sup>[53]</sup>

而且不同结构间存在着模式耦合或叠加，为光学模式设计提供了很大的空间，从而可以实现光子和激子的强耦合。例如，在2016和2017年，英国剑桥大学 J. J. Baumberg 小组<sup>[27]</sup>和中山大学王雪华小组<sup>[28]</sup>，利用具有超小模式体积的间隙表面等离激元结构，分别实现了室温下的单分子层次上的光子和激子强耦合。

倏逝电磁波广泛存在于金属纳米线、介质纳米光纤、金属板、金属薄膜等多种光子学结构中<sup>[62-64]</sup>。一般情况下，这些倏逝波模式被当作腔模来处理<sup>[36, 65, 66]</sup>，而不是作为强耦合发生时的电磁真空背景。在间隙表面等离激元结构中(图5)，我们发现，当量子体系和倏逝波的耦合强度远远小于它和纳米棒上的局域共振模式时，倏逝波的作用就和纳米棒周围的平面波模式类似，可以当作电磁真空背景来处理。基于此，我们提出了倏逝电磁真空的概念，然后利用倏逝真空去增强腔模和量子体系的耦合因子  $g$ ，并在多种间隙表面

等离激元结构中达到了强耦合，同时可以用倏逝波模式进行高效的荧光收集<sup>[32, 67, 68]</sup>。

我们首先提出了一种纳米尺度上的腔量子电动力学系统，包含量子体系和共振的银纳米腔，整个系统处于一维金属纳米线或介质纳米线的倏逝波环境中<sup>[67]</sup>，如图5所示。通过精心的模式设计，相比于自由电磁真空背景，在倏逝电磁真空的作用下纳米间隙中的元激发电场值 $E$ 将大大增加，从而增强银纳米腔和量子体系的耦合因子 $g$ 。在银纳米线提供倏逝电磁真空背景中， $g$ 因子可以达到4.2倍的增强，同时量子体系的荧光光谱上出现了拉比劈裂。同时，通过金属或者介质纳米线上的倏逝波模式收集荧光光子，收集率可达12%—47%。进一步地，我们又将这个系统放在由金属薄膜所支撑的二维倏逝真空环境中<sup>[68]</sup>。通过增加倏逝深度，间隙表面等离激元的“热点”强度进一步增强，随之量子体系和光子的耦合系数也会极大增加。另外，通过改变金属纳米微腔的大小、微腔和银板之间的距离以及将金属纳米棒换成锥型或者双锥型，耦合系数会进一步提高。最后，为了减少金属纳腔的固有损耗，在低损耗情况下得到强耦合，我们将回音壁模式和倏逝波模式结合，设计了一种介质纳米圆环—纳

米线的复合结构<sup>[32]</sup>。在介质微米圆环和介质纳米线的几纳米间隙中，耦合系数 $g$ 增强了数倍，而腔损耗 $\kappa$ 和原子损耗 $\gamma$ 小于 $g$ ，达到了强耦合。

由此可见，倏逝电磁真空的构造不仅可以增强量子体系与表面等离激元结构的耦合强度，同时还能利用倏逝波进行高效的荧光收集，为实验上实现单个微纳结构和单个量子体系的强耦合提供了理论指导。此外，亚波长尺度的强耦合作用可以实现量子态操控、量子纠缠、量子可逆相互作用等<sup>[8, 9]</sup>，在芯片上的量子信息过程及其可扩展的量子网络中有潜在的应用。这种电磁真空的构造还可以延伸到光子晶体、超材料等更多的微纳光子材料中，进一步在微纳尺度上研究光和物质相互作用。

#### 4 微纳尺度上的量子干涉

在弱耦合部分我们提到，精心设计的金属微纳结构可以产生各向异性的珀塞尔系数环境，这是由于纳米金属结构电场增益或模式态密度的各向异性，对量子体系不同偏振的跃迁通道的光子辐射产生不同的作用，导致珀塞尔系数呈现出各向异性(即不同偏振方向的偶极子珀塞尔系数不同)。这种各向异性可以影响量子体系的干涉效应。放置在表面等离激元结构附近的量子体系的布居数和能级弛豫速率受到调节，从而可以控制其辐射光谱<sup>[69]</sup>，还可以得到方向性的高效单光子产生<sup>[70, 71]</sup>。通过构造各向异性珀塞尔系数环境，我们研究了二能级原子的共振荧光<sup>[72]</sup>、四能级原子的自发辐射谱线线宽变窄<sup>[47]</sup>和电磁感应透明的谱线线宽调节<sup>[46]</sup>以及克尔非线性增强和四波混频调控<sup>[73]</sup>等量子光学线性和非线性效应。

我们首先研究了表面等离激元的近场增益和各项异性珀塞尔系数下的二能级分子体系的共振荧光谱<sup>[72]</sup>。通过近场增益和珀塞尔系数间的微妙平衡，我们演示了分子荧光的三峰结构和光子反聚束效应。在精心设计的表面等离激元结构和分子跃迁通道共振匹配的前提下，荧光分子放置的区域需同时满足在金属结构的近场和有小的珀

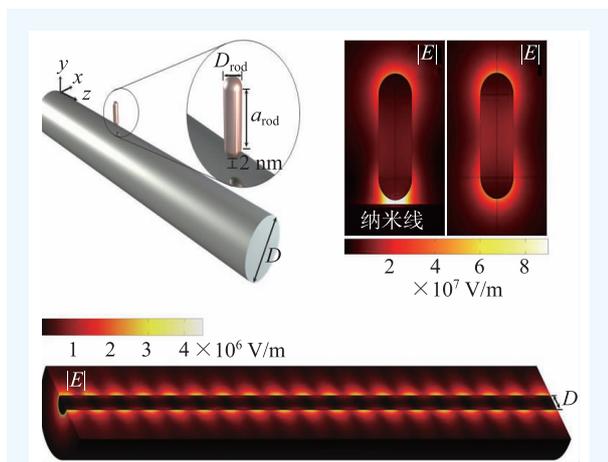


图5 一维倏逝电磁真空中的腔量子电动力学系统：银纳米腔放置在金属或介质纳米线的上方，间隔2 nm，单偶极子放置在间隙中的“热点”处，工作波长为780 nm。右上方是有无纳米线时银纳米腔周围的电场分布，下方的电场分布是银纳米线上的一维倏逝波模式<sup>[67]</sup>

塞尔系数修正。我们利用这种共振的表面等离激元纳米天线，首次实现了二能级的量子光学效应，并阐述了在纳米尺度上的量子拍频、自发辐射相消和双光子关联的拉比振荡等<sup>[74]</sup>。

然后，我们提出在各向异性珀塞尔系数环境下调控四能级原子的辐射线宽的理论机制，并利用多种表面等离激元结构来验证这种机制，得到不同的自发辐射谱线宽的调节效果，如原子的自发辐射谱线宽在靠近金属纳米线时迅速变窄、在周期性纳米金属结构中的“脉动”现象(图6)，以及在经过特殊设计的金属微纳结构附近的谱线线宽剧烈变化等<sup>[47]</sup>。我们还研究了这种四能级体系中的电磁感应透明<sup>[46]</sup>现象，发现其具有双透明点、偏振依赖、线宽可调的性质，并把这些性质在精心设计的表面等离激元结构中演示出来。在以上量子线性光学效应的基础上，我们继续研究了基于表面等离激元微纳结构的量子非线性光学效应，发现具有较大各向异性珀塞尔系数的金属微纳结构可以有效地调控此四能级体系的非线性克尔效应和四波混频<sup>[73]</sup>。

这些理论工作架起了量子光学和表面等离激元光学之间的桥梁<sup>[46, 47, 72-74]</sup>。相比于传统腔量子电动力学，表面等离激元激发及其导致的各向异性珀塞尔效应可以在宽频范围内实现，原理上不需要波矢匹配，便于实验上实施量子体系的自发辐射和量子相干，实现单光子到单表面等离激元的高效耦合<sup>[70, 75-79]</sup>，并有助于在弱光条件下开展非线性光学研究<sup>[80-83]</sup>。得益于迅速发展的纳米加工技术，这些结果使得表面等离激元纳米结构在实现超紧凑有源量子器件中有着不可替代的作用。

上述量子干涉的讨论中，都是纳米结构通过其光学模式而对量子体系产生影响。本质上说，光学模式和量子体系之间没有产生交互作用，在

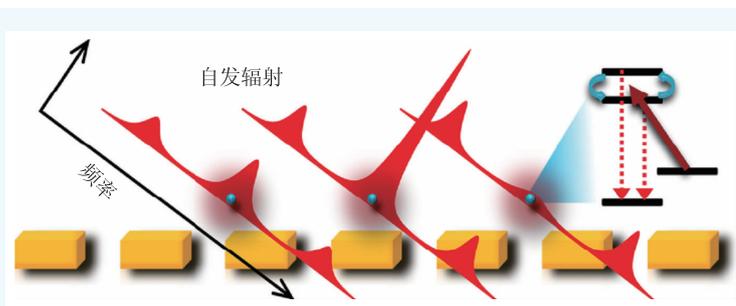


图6 表面等离激元周期性结构在纳米尺度上对原子自发辐射光谱线宽的周期性调制<sup>[47]</sup>

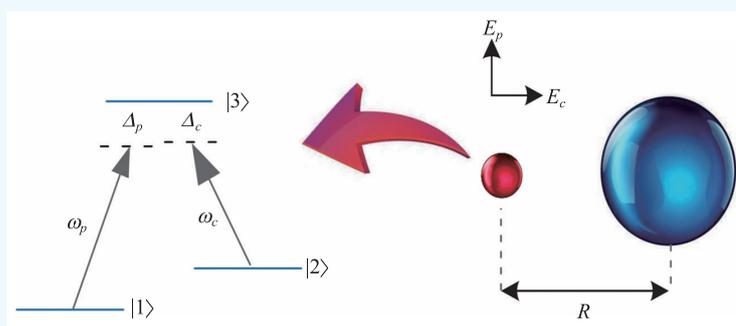


图7 具有 $\Lambda$ 型三能级结构的量子发射体和金属小球的杂化体系，用两束入射光驱动整个体系<sup>[59]</sup>

腔量子电动力学的原理中是属于弱耦合区域。而下面的讨论则是在中等耦合区域，量子体系和纳米颗粒之间的耦合系数满足 $\gamma < g < \kappa$ 。此时金属纳米颗粒较小，外光场下诱导的电偶极子大小可与其近场区域的量子体系的电偶极子比拟，两者之间的相互作用对量子体系有很强的反馈，即量子体系激发纳米颗粒的模式，同时又被这些模式反作用，最终达到稳态。

下面，我们首先建立量子发射体和表面等离激元的杂化体系(图7)。这里，量子发射体为 $\Lambda$ 型三能级结构，其中只有 $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 跃迁通道与金属小球的模式共振，另外一个通道则远离金属纳米颗粒的共振。30 nm内的金属球纳米颗粒中存在着多种表面等离激元模式，一种是亮表面等离激元模式，可以向远场辐射能量，其他的则是无辐射的暗表面等离激元模式<sup>[84]</sup>。由于暗表面等离激元和量子发射体之间的反馈效应，杂化体系支持一种无布居数反转增益效应<sup>[59]</sup>。其次，考虑另外一个跃迁通道和小球的模式耦合，我们提出了一

种表面等离激元辅助的干涉效应,并能基于此调控体系吸收谱线型<sup>[60]</sup>。最后,利用杂化体系光学模式的开放性导致的干涉和多模耦合效应,我们提出杂化体系可以不达到强耦合就能实现的光子统计调控<sup>[61]</sup>。这些研究结果揭示该杂化体系有可能用于传感、量子态制备、光子统计、量子逻辑器件和带通滤波器等方面,相比于单个子单元具有更丰富的性质和功能,为超紧凑和小型化器件的发展需求提供支持。

## 5 总结和展望

综上所述,通过将腔量子电动力学的基本原理用于微纳光子结构,可以形成多种微纳光学腔,实现了微纳尺度上自发辐射增强、光子和激子的可逆相互作用以及多种量子干涉效应等。这

些研究工作在芯片上量子光源、量子态操控以及可扩展的量子网络方面有潜在的应用。然而,和传统的量子光学类似,原理性的理论多,实验验证少,如何在实验上实现这些微纳尺度腔量子电动力学基本原理,是将来研究者的任务之一。另外,最近几年发展起来的拓扑光子学,其拓扑结构基本上都是依赖微纳光子结构去实现。如何将腔量子电动力学的基本原理用于拓扑光子结构,发展出新的理论和原理,也是将来的重要研究方向。最后,在这篇综述所提到的微纳光子结构中,我们重点总结了光子和激子之间的相互作用。然而,基于微纳结构的腔光力体系,也是目前蓬勃发展的方向之一。由于声子和光子相互耦合在量子节点中的重要作用,或许,在不久的将来,基于微纳结构的声子—光子—激子相互作用,也将成为重要的研究方向。

## 参考文献

- [1] Haroche S, Kleppner D. *Phys. Today*, 1989, 42(1): 24
- [2] Mabuchi H, Doherty A C. *Science*, 2002, 298(5597): 1372
- [3] Brune M, Schmidt-Kaler F, Maali A *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1996, 76(11): 1800
- [4] Purcell E M. *Phys. Rev.*, 1946, 69: 681
- [5] 赵东星, 陈弘毅, 古英 等. *中国科学: 物理学 力学 天文学*, 2017, 47: 020301
- [6] 古英, 王珞珈, 龚旗煌. *中国科学: 物理学 力学 天文学*, 2013, 43: 1120
- [7] Duan L M, Lukin M D, Cirac J I *et al.* *Nature*, 2001, 414: 413
- [8] Walther H, Varcoe B T, Englert B G *et al.* *Rep. Prog. Phys.*, 2006, 69: 1325
- [9] Kimble H J. *Nature*, 2008, 453(7198): 1023
- [10] Vahala K J. *Nature*, 2003, 424: 839
- [11] Vernoooy D W, Furusawa A, Georgiades N P *et al.* *Phys. Rev. A*, 1998, 57(4): R2293
- [12] Armani D K, Kippenberg T J, Spillane S M *et al.* *Nature*, 2002, 421(6926): 925
- [13] Park Y S, Cook A K, Wang H L. *Nano Lett.*, 2006, 6(9): 2075
- [14] Yablonovitch E. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, 58(20): 2059
- [15] John S. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, 58(23): 2486
- [16] Yoshie T, Scherer A, Hendrickson J *et al.* *Nature*, 2004, 432(7014): 200
- [17] Song B S, Noda S, Asano T *et al.* *Nat. Mater.*, 2005, 4(3): 207
- [18] Kuramochi E, Notomi M, Mitsugi S *et al.* *Appl. Phys. Lett.*, 2006, 88(4): 041112
- [19] Chang W H, Chen W Y, Chang H S *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2006, 96(11): 117401
- [20] Aoki K, Guimard D, Nishioka M *et al.* *Nat. Photon.*, 2008, 2(11): 688
- [21] Ruppin R. *J. Chem. Phys.*, 1982, 76(4): 1681
- [22] Anger P, Bharadwaj P, Novotny L. *Phys. Rev. Lett.*, 2006, 96(11): 113002
- [23] Kuhn S, Hakanson U, Rogobete L *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2006, 97(1): 017402
- [24] Delga A, Feist J, Bravo-Abad J *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2014, 112(25): 253601
- [25] Gonzalez-Tudela A, Huidobro P A, Martin-Moreno L *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2013, 110(12): 126801
- [26] Schlather A E, Large N, Urban A S *et al.* *Nano Lett.*, 2013, 13(7): 3281
- [27] Chikkaraddy R, de Nijs B, Benz F *et al.* *Nature*, 2016, 535(7610): 127
- [28] Liu R M, Zhou Z K, Yu Y C *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2017, 118(23): 237401
- [29] Lassiter J B, McGuire F, Mock J J *et al.* *Nano Lett.*, 2013, 13(12): 5866
- [30] Lian H, Gu Y, Ren J *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2015, 114(19):

- 193002
- [31] Ringler M, Schwemer A, Wunderlich M *et al.* Phys. Rev. Lett., 2008, 100(20):203002
- [32] Zhang Q, Ren J J, Duan X K *et al.* Chin. Opt. Lett., 2018, 17(3): 032702
- [33] Jacob Z, Shalaev V M. Science, 2011, 334(6055):463
- [34] Benson O. Nature, 2011, 480(7376):193
- [35] Tame M S, McEnery K R, Ozdemir S K *et al.* Nat. Phys., 2013, 9 (6):329
- [36] Akimov A V, Mukherjee A, Yu C L *et al.* Nature, 2007, 450:402
- [37] Englund D, Fattal D, Waks E *et al.* Phys. Rev. Lett., 2005, 95(1): 013904
- [38] Aoki K, Guimard D, Nishioka M *et al.* Nat. Photon., 2008, 2 (11):688
- [39] Kress A, Hofbauer F, Reinelt N *et al.* Phys. Rev. B, 2005, 71 (24):241304(R)
- [40] Chang W H, Chen W Y, Chang H S *et al.* Phys. Rev. Lett., 2006, 96(11):117401
- [41] Akahane Y, Asano T, Song B S *et al.* Nature, 2003, 425(6961): 944
- [42] Noda S, Fujita M, Asano T. Nat. Photon., 2007, 1(8):449
- [43] Pelton M. Nat. Photon., 2015, 9(7):427
- [44] Russell K J, Liu T L, Cui S *et al.* Nat. Photon., 2012, 6(7):459
- [45] Lévêque G, Martin O J F. Opt. Express, 2006, 14(21):9971
- [46] Wang L J, Gu Y, Chen H Y *et al.* Sci. Rep., 2013, 3:2879
- [47] Gu Y, Wang L, Ren P *et al.* Nano Lett., 2012, 12(5):2488
- [48] Novotny L, van Hulst N. Nat. Photon., 2011, 5(2):83
- [49] Li Q, Wei H, Xu H X. Nano Lett., 2015 15(12):8181
- [50] Chen Y T, Nielsen T R, Gregersen N *et al.* Phys. Rev. B, 2010, 81(12):125431
- [51] Hao H, Ren J J, Chen H Y *et al.* Opt. Express, 2017, 25(4):3433
- [52] Hao H, Ren J J, Duan X K *et al.* Sci. Rep., 2018, 8:11244
- [53] Duan X K, Ren J J, Zhang F *et al.* Nanotechnology, 2018, 29(4): 045203
- [54] Yoshie T, Scherer A, Hendrickson J *et al.* Nature, 2004, 432 (7014):200
- [55] Reithmaier J P, Sek G, Löffler A *et al.* Nature, 2004(7014), 432: 197
- [56] Le Thomas N, Woggon U, Schops O *et al.* Nano Lett., 2006, 6 (3):557
- [57] Park Y S, Cook A K, Wang H L. Nano Lett., 2006, 6(9):2075
- [58] Aoki T, Dayan B, Wilcut E *et al.* Nature, 2006, 443(7112):671
- [59] Zhao D, Gu Y, Wu J *et al.* Phys. Rev. B, 2014, 89(24):245433
- [60] Zhao D, Wu J, Gu Y *et al.* Appl. Phys. Lett., 2014, 105(11): 111112
- [61] Zhao D, Gu Y, Chen H *et al.* Phys. Rev. A, 2015, 92(3):033836
- [62] Zayats A V, Smolyaninov I I, Maradudin A A. Phys. Rep., 2005, 408:131
- [63] Tong L M, Gattass R R, Ashcom J B *et al.* Nature, 2003, 426 (6968):816
- [64] Sun B Q, Gu Y, Hu X Y *et al.* Chin. Phys. Lett., 2011, 28(5): 057303
- [65] Yalla R, Kien F L, Morinaga M *et al.* Phys. Rev. Lett., 2012, 109 (6):063602
- [66] Kato S, Aoki T. Phys. Rev. Lett., 2015, 115(9):093603
- [67] Ren J J, Gu Y, Zhao D X *et al.* Phys. Rev. Lett., 2017, 118(7): 073604
- [68] Ren J J, Hao H, Qian Z Y *et al.* J. Opt. Soc. Am. B, 2018, 35(6): 1475
- [69] Lakowicz J R. Plasmonics, 2006, 1(1):5
- [70] Chang D E, Sørensen A S, Hemmer P R *et al.* Phys. Rev. Lett., 2006, 97(5):053002
- [71] Ozel T, Soganci I M, Nizamoglu S *et al.* New J. Phys., 2008, 10: 083035
- [72] Gu Y, Huang L, Martin O J F *et al.* Phys. Rev. B, 2010, 81(19): 193103
- [73] Chen H Y, Ren J J, Gu Y *et al.* Sci. Rep., 2015, 5:18315
- [74] Gu Y, Wang L J, Ren P *et al.* Plasmonics, 2012, 7(1):33
- [75] Akimov A V, Mukherjee A, Yu C L *et al.* Nature, 2007, 450 (7168):402
- [76] Chang D E, Sørensen A S, Demler E A *et al.* Nat. Phys., 2007, 3 (11):807
- [77] Fedutik Y, Temnov V V, Schops O *et al.* Phys. Rev. Lett., 2007, 99(13):136802
- [78] Tame M S, Lee C, Lee J *et al.* Phys. Rev. Lett., 2008, 101(19): 190504
- [79] Huck A, Smolka S, Lodahl P *et al.* Phys. Rev. Lett., 2009, 102 (24):246802
- [80] Ghosh S, Bhagwat A R, Renshaw C K *et al.* Phys. Rev. Lett., 2006, 97(2):023603
- [81] Spillane S M, Pati G S, Salit K *et al.* Phys. Rev. Lett., 2008, 100 (23):233602
- [82] Londero P, Venkataraman V, Bhagwat A R *et al.* Phys. Rev. Lett., 2009, 103(4):043602
- [83] Hendrickson S M, Lai M M, Pittman T B *et al.* Phys. Rev. Lett., 2010, 105(17):173602
- [84] Liu M, Lee T W, Gray S K *et al.* Phys. Rev. Lett., 2009, 102 (10):107401