



回音壁模式光学微腔: 基础与应用

邹长铃, 董春华, 崔金明, 孙方稳*, 杨勇, 吴晓伟, 韩正甫, 郭光灿

中国科学技术大学量子信息重点实验室, 合肥 230026

*联系人, E-mail: fwsun@ustc.edu.cn

收稿日期: 2012-07-04; 接受日期: 2012-08-03; 网络出版日期: 2012-10-26

国家自然科学基金(批准号: 11004184)、国家重点基础研究发展计划(编号: 2011CB921200)和中国科学院知识创新项目资助

摘要 具有回音壁模式的光学微腔在激光, 生物探测以及量子物理中已经得到了广泛应用. 本文简要介绍了其基本的性质和原理, 以及回音壁模式与外界的耦合, 并结合国际最新进展以及中国科学技术大学的研究工作, 具体介绍了回音壁模式微腔在现代科学研究中的多种应用.

关键词 回音壁微腔, 集成光学, 量子光学

PACS: 42.60.Da, 42.82.-m, 42.50.Pq, 42.55.Sa, 07.10.Cm, 07.07.Df

doi: 10.1360/132012-602

在著名的北京天坛回音壁, 两个人侧向墙壁说话, 即使相距很远也能够相互听得非常清楚. 类似的有趣现象也在伦敦圣保罗教堂的耳语回廊 (Whispering gallery) 被发现, 并且早在 1910 年 Lord Raleigh 就已率先开展相关的工作^[1]. 其原理是声波可以不断地在弯曲光滑的墙面反射而损耗很小, 所以声音可以沿着墙壁传播很远的距离. 这种效应被称为耳语回廊模式 (Whispering Gallery Mode, WGM), 这里我们也将其称为“回音壁模式”^[2].

类似于声波在墙面反射, 当光在从光密向光疏介质入射且入射角足够大时, 也可以在两种介质表面发生全反射^[3], 那么在弯曲的高折射率介质界面也存在光学回音壁模式. 在闭合腔体的边界内, 光则可以一直被囚禁在腔体内部保持稳定的行波传输模式. 1939 年, Richtmyer 最先分析了介质谐振腔的电磁波回音壁模式, 理论预言其高品质因子 (Q) 的性质^[4].

其实, 早在 1908 年 Mie 就在理论上通过散射谱间接研究了球形腔内的回音壁模式^[5]. 随着激光研究的发展, 1961 年贝尔实验室的 Garrett 等人^[6]采用柱形的 CaF_2 介质制作微波谐振腔, 首次实验实现回音壁模式的激光, 使得高 Q 回音壁模式开始受到了人们的关注. 早期的回音壁模式的实验研究主要在微波波段, 直到 20 世纪 70 年代, 激光光谱技术的发展, 将回音壁模式的研究扩展到了光学波段.

1977 年, Ashkin 等人^[7]在操控微小球形水滴的光镊实验中首次观测到回音壁模式造成的辐射压力增强效应. 耶鲁大学的 Chang 教授^[8]研究小组则于 1980 年在掺杂染料的聚合物微球的荧光光谱中直接观测了高 Q 回音壁模式对应的谐振峰. 随后, 复旦大学的钱士雄在访问耶鲁大学期间, 在球形液滴中实现了低阈值的激光器^[9], 并观测到非线性拉曼散射现象^[10]. 但是, 液滴的不稳定性限制了光学回音壁模式的进

引用格式: 邹长铃, 董春华, 崔金明, 等. 回音壁模式光学微腔: 基础与应用. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2012, 42: 1155-1175

Zou C L, Dong C H, Cui J M, et al. Whispering gallery mode optical microresonators: fundamentals and applications (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2012, 42: 1155-1175, doi: 10.1360/132012-602

一步发展. 直到 1989 年, 俄国的 Braginsky 等人^[11]通过烧融玻璃光纤, 在实验中成功的制备出稳定的固态玻璃微球腔, 并证明直径 150 μm 的球腔中 Q 值高达 10^8 . 其相对简单的制备方法和稳定性, 迅速得到推广, 大量的实验研究小组投入到回音壁模式的研究领域中. 值得一提的是, 1990 年中国科学院上海光学精密机械研究所的王育竹等人首次在 Nd 玻璃微球腔中观测到腔内原子自发辐射概率增强约 1000 倍, 并实现了 881 nm 的激光^[12]. 另外一方面, 微纳加工技术和半导体工艺的发展促进了集成微纳光学的发展. 1992 年, McCall 等人^[13,14]在半导体芯片上制备出微盘腔, 进一步减小了微腔的尺寸, 并降低了微腔的维度, 实现了连续光泵浦和电注入的低阈值激光器, 开始了回音壁模式的集成光学芯片的发展. 北京大学也较早开展半导体微盘腔的实验研究, 并于 1994 年在国内率先制作出微盘激光器^[15].

尽管传统的法布里-珀罗(FP)腔也能达到较高的 Q 值, 并且在很多领域中都曾被广泛应用. 但是其腔体尺寸较大, 不易于集成, 并且高反射率的腔镜造价高昂且需要复杂的稳定装置, 这些都严重限制了 FP 腔的应用. 而全固态的介质回音壁模式微腔支持非常稳定的高 Q 谐振模式, 并且具有尺寸小、制备方便等优点, 吸引了越来越多的人加入到回音壁模式微腔的研究中来. 随着现代微纳加工技术的发展, 以及材料制备手段的进步, 回音壁模式已经在各种不同材料的微腔中实现, 包括各种玻璃, 聚合物, 晶体和半导体等材料, 而腔的形状也是多种多样, 例如球形, 盘形, 多边形柱形等.

一方面, 回音壁模式的高 Q 和可集成的特性使其在集成光学器件应用中有巨大的潜力, 例如可用作高效的滤波器, 高灵敏的传感器, 低阈值激光器, 非线性效应, 信号延时器等. 在这方面, 加州理工的 Vahala 研究小组做出很多开创性工作, 首次提出了低阈值拉曼激光, 单分子探测等应用. 回音壁模式微腔可以使用标准的半导体加工工艺进行制备, 因此不仅能够高效高精度的批量生产出单个高品质腔, 也能制备相互耦合的微腔阵列. 引人注目的是回音壁模式也可以和其他的光电器件通过波异互联, 有望应用于实际的高速光信号处理和环境探测等.

另一方面, 由于微腔模式体积非常小, 即使单个光子也能在腔内产生非常强的电场, 可以与其他物理体系强相互作用. 关于腔机械和腔量子电动力学

的研究已经证明了相干的光子-原子, 光子-声子相互作用. 利用这些相干作用, 我们可以将量子态在不同的物理体系中相互传递, 有望应用于量子态的存储和操作. 利用微腔内光与原子或者介质的强相互作用, 可以实现单光子尺度下的非线性光学效应, 制备单光子和纠缠光源, 以及实现量子的光频率转换. 结合经典的集成光学器件, 回音壁模式有望被用来组建下一代量子光学芯片, 实现量子信息处理, 量子计算和量子模拟.

图 1 所示. 即 1961–2011 年历年发表的回音壁模式相关文章数目, 可以看出回音壁模式研究领域的加速增长. 尽管已经有很多关于回音壁模式的综述文献^[16–21], 但是其中心一般围绕传统光学及应用. 这里, 我们主要介绍回音壁模式在量子信息和集成量子芯片的应用. 本文结合回音壁模式微腔的最新进展, 首先简要介绍了回音壁模式微腔的基本性质和原理; 其次介绍微腔的多种应用, 尤其是在量子信息以及集成量子芯片的巨大前景.

1 回音壁模式微腔基础

在回音壁模式中, 光子在一个准二维平面内运动, 并不断在微腔边界发生全反射而不折射出腔, 因此一般的回音壁模式微腔形状为近圆形或者多边形, 并且在垂直于光场平面的方向存在束缚使得绝大部分能量不在第三个维度发散. 回音壁模式光学微腔的尺寸大约在 1–500 μm , 图 2 为几种比较常见的玻璃材料的回音壁模式微腔: 微球腔(Microsphere)^[11], 微盘腔(Microdisk)^[13]和微环芯腔(Microtoroid)^[22]. 另外

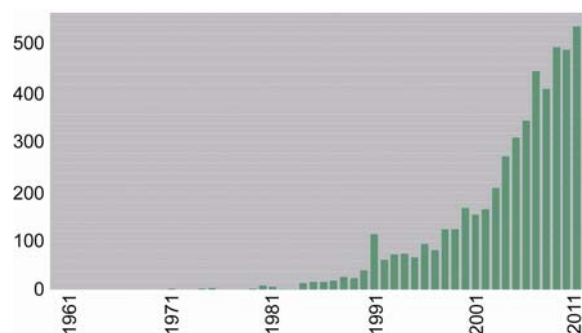


图 1 (网络版彩图) Web of Science 统计历年发表回音壁模式相关文章数目

Figure 1 (Color online) Statistic of the published papers on the subject of whispering gallery mode, the data is come from Web of Science.

还有微柱腔(Microcylinder)^[23]和微环腔(Microring)^[24]也在实验中被广泛研究.

1.1 回音壁模式

利用经典的电磁理论, 我们可以通过求解特定微腔边界形状下的 Maxwell 方程组得到回音壁模式的场分布^[3]. 在二维近似下, 将矢量的 Maxwell 方程组简化为标量的 Helmholtz 方程

$$\nabla^2\Psi + n^2k^2\Psi = 0, \quad (1)$$

其中 $k = \omega/c = 2\pi\nu/c$ 是真空中波矢, c 为真空光速, ω 为角频率, n 为介质折射率. 一般情况下, 只有规则的球形或柱形才存在解析解, 因为在这两种腔边界条件下可以分别在球坐标和柱坐标系下分离变量求解. 例如, 球腔解的形式为^[25]

$$\Psi = Z_l(nkr)Y_m(\theta)e^{-il\phi}, \quad (2)$$

其中 $Z_l(nkr)$ 为 Bessel 或者 Hankel 函数, $Y_m(\theta)$ 为球谐函数. l 称作角向模式数, 可以近似的由公式 $l \approx 2\pi nR/\lambda$ 得到, 描述了光场在赤道面的波节数目; $m = (-l, -l+1, \dots, l-1, l)$ 为方位角模式数, 描述了光场在微腔沿经线分布的波节数目. 利用边界条件, 我们可以

求解得到本征模式对应的本征频率 $\omega = ck$, 把 ω 代回上式得到模式场分布. 相同的 l, m 模式数下可以有很多模式, 再根据其光场的径向分布在腔内的波节数目可以分为不同的径向模式, 用径向模式数 q 来区分. 因此, q, l, m 和偏振 4 个指标可以完整的表示出腔内稳定存在的一个模式. 一般, 我们称 $q=1, l=m$ 的模式为基模.

为了更好的理解微腔内模式分布, 图3(c)–(f)分别给出了不同的 q, l, m 所对应的模式分布. 值得注意的是, 沿 r 方向的电场分布, 有少部分能量在腔外,

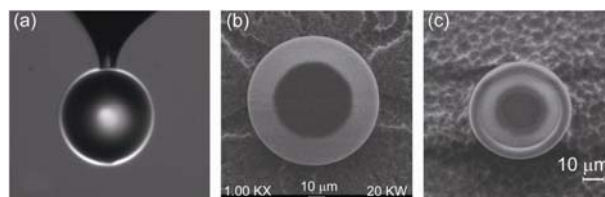


图2 典型的微球(a), 微盘(b), 微环芯腔(c)

中国科学技术大学量子信息重点实验室制备

Figure 2 Photographs of typical (a) silica microsphere, (b) micro-disk and (c) microtoroid cavity (All cavities are fabricated in University of Science and Technology of China).

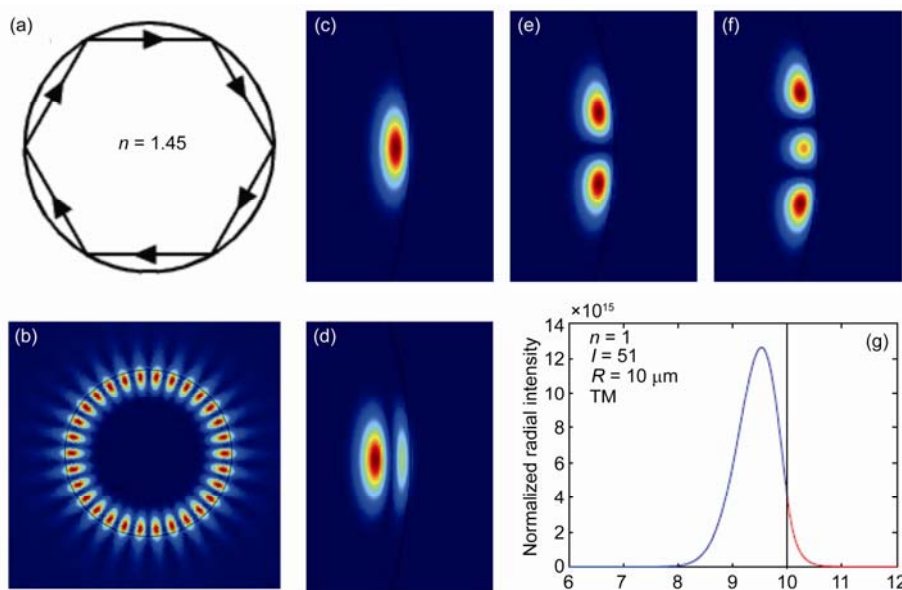


图3 (网络版彩图) (a) 微球腔内光线传播示意图; (b) 回音壁模式在赤道面上的分布(c), (d), (e)和(f)为 $10\ \mu\text{m}$ 半径的二氧化硅微球腔的回音壁模式的截面分布, 分别对应模式数为 $(q, l, m) = (1, 51, 51), (2, 51, 51), (1, 51, 50), (1, 51, 49)$. (g) 为(c)所示的基模沿径向的场强分布曲线

Figure 3 (Color online) (a) Schematic illustration of ray trajectories in a microsphere. (b) The field distribution of WGM at the equatorial plane of microsphere. (c), (d), (e) and (f) are field distributions of WGMs at the cross section of a silica microsphere with radius= $10\ \mu\text{m}$, corresponding to $(q, l, m) = (1, 51, 51), (2, 51, 51), (1, 51, 50), (1, 51, 49)$, respectively. (g) The radial field distribution of fundamental mode shown in (c).

并呈指数衰减, 这就是倏逝场. 这一部分能量对回音壁模式的应用非常重要.

另外一些回音壁微腔, 比如微环芯腔, 不存在解析解, 我们需要通过数值求解得出模式的场分布, 一般采用边界元方法(BEM), 有限元方法(FEM)和有限时域差分方法(FDTD)来求解^[26-28]. 我们可以将微腔分为轴对称和非轴对称两种. 对于轴对称情况, 我们可以在柱坐标系下分离变量, 降低待求解问题的维度, 再通过数值方法求解. 若是非轴对称的, 则需要三维求解. 但是受到计算能力的限制, 三维问题很难求解, 于是采用二维近似, 将 z 方向的自由度通过有效折射率近似消除, 一般情况该近似下的数值模拟结果都能够较好的与实验符合.

1.2 基本性质

衡量谐振腔优劣很重要的参数就是其品质因子 (Q 值), 其定义如下:

$$Q = \omega \frac{I}{P} = \omega\tau, \quad (3)$$

其中 ω 为该模式的频率, I 为腔内的光场能量, P 是能量损失速率. 谐振腔中的能量随时间指数的变化为 $I(t) = I(0)e^{-t/\tau}$, 对应模式的光子寿命为 τ . 明显 Q 值越高, 光子寿命越长, 那么被束缚的光场与物质的相互作用就强, 反之相互作用就弱.

由上式可见回音壁模式微腔的 Q 值与能量损耗成反比, 而总的本征损耗主要由辐射损耗, 吸收损耗和散射损耗构成, 因此有

$$\frac{1}{Q_{\text{int}}} = \frac{1}{Q_{\text{rad}}} + \frac{1}{Q_{\text{abs}}} + \frac{1}{Q_{\text{sca}}}. \quad (4)$$

辐射损耗 Q_{rad} 来源于光在弯曲的介质表面全反射时, 存在一定的隧穿几率, 与弯曲波导的损耗道理一样. 辐射损耗与微腔尺寸参数 R/λ 的大小以及微腔组成材料与外界折射率对比度有关, Q_{rad} 随 R 增大而指数增大. 当腔足够大时, 辐射损耗可以忽略不计.

吸收损耗 Q_{abs} 来源于构成微腔的介质材料和周围环境对电磁波的吸收, 并且在不同的工作波段, Q_{abs} 是不一样的. 对于制作微腔常用的普通石英玻璃来说, 1550 nm 波长在传播过程中的吸收损耗为 0.17 dB/km, 可以估计出石英微球腔的材料吸收导致的该波长回音壁模式的 Q 值上限为 2.5×10^{10} .

散射损耗 Q_{sca} 则来源于实际制备出的微腔表面的不均匀起伏和介质内部的缺陷, 它们都会散射

光造成损耗. 这种损耗可以在光学材料制备技术和微腔加工工艺改进后减小. 另外, 表面粗糙散射损失可以通过表面再处理来减小, 如覆盖聚合物薄膜^[29].

上述几种损耗都是微腔的本征损耗. 实际上, 在实验中需要引入外部耦合器件来激发和收集回音壁模式, 因此会引入额外的损耗, 对应 Q_{ext} . 实验测量中所得到的 Q 为

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_{\text{ind}}} + \frac{1}{Q_{\text{ext}}}, \quad (5)$$

在一般情形下, 耦合器件能保证有效耦合时, 引入的损耗都是非常小的, 依然能够保持高 Q , 在下面章节中有具体阐述.

在众多应用中, 除了考虑光子的寿命外, 光的囚禁空间大小也是一个非常重要的参数, 就是通常所说的模式体积 (V), 可以表示为

$$V = \frac{\int \rho dx dy dz}{\max(\rho)}, \quad (6)$$

其中 $\rho = \epsilon E^2$ 为光场能量密度. 模式体积越小, 相同能量的光引起的局部电磁场强度越大, 因此光和物质的相互作用就越强. 若耦合至微腔内激光的功率为 P , 则腔内功率密度 (J) 最大值为

$$\max(J) = \frac{P Q}{V \omega}. \quad (7)$$

在模式体积为 $1000 \mu\text{m}^3$ 的腔中, mW 量级的入射激光可以产生的最大功率密度可达 GW/cm^3 .

1.3 材料与制备

从上节的分析可以知道, 不同材料的回音壁模式微腔因为折射率和吸收不一样, 其性质有很大差别, 并且加工处理的表面粗糙程度也在很大程度上取决于材料性质. 下面, 我们对几种主要的材料及其加工进行介绍.

(i) 芯片上的硅基材料为代表的化合物(硅、二氧化硅、氮化硅)以及各种半导体材料.

光通讯通常使用红外波段的激光光源, 如 1550 nm 激光, 该波段在以硅基材料为代表的化合物中传播时损耗很小. 因而, 用于光通讯器件的回音壁模式谐振腔多以这种材料为主, 其中典型的是 III-V 族材料, 它们的带隙能够人为控制达到小于的 1550 nm, 作为被动光学器件, 能够获得的传输损耗小于 1

dB/cm, 另外某些半导体材料也能够作为增益介质制作激光等有源器件^[30]. 虽然不同的半导体材料在属性上相差较大, 但均可以采用现有的成熟平面芯片的标准刻蚀和微加工工艺进行制备, 如普通的电子束和光刻刻蚀. 目前, 刻蚀工艺直接制备的微盘腔的表面比较粗糙, 极大的限制了腔的品质因数^[30].

(ii) 熔融的无定形玻璃材料. 熔融的无定形材料由于受到表面张力的作用, 会自然的趋向于圆滑的形状. 当缓慢退火时, 其光滑的表面可以被保持. 典型的例子就是利用烧融的方法得到二氧化硅微球腔, 该制备方法最简单, 同时得到的球腔具有非常高的 Q 值^[11]. 上一节中提到, 由刻蚀制备的微盘腔表面比较粗糙, 如果微盘腔是无定形的材料制作的, 那么结合热回流烧融的方式, 可以得到微环芯腔^[22], 能够将 Q 值提高到 10^8 . 在我们小组的工作中, 通过原子力显微镜(AFM)扫描证实微环芯腔边缘部分的表面起伏被控制在 5 nm 的范围内. 这种幅度的起伏远小于一般光波长尺度, 因而表面散射损耗损失非常小^[31].

(iii) 晶体材料. 主要有氟化钙、氟化镁等, 它们的吸收常数比玻璃的还小, 而且纯度高缺陷很少, 因而能够达到更高的品质因子. 但由于晶体材料具有规则的结构, 通常是各向异性的, 脆且硬, 不易化学刻蚀, 因而很难利用上面的两种方法制备出较好的回音壁微腔. 所以, 研究人员只能通过机械打磨的方法来制备该类微腔^[32]. 实验证实, 这种机械打磨腔的表面粗糙度可以达到 10 nm 左右^[33], 所能达到的 Q 值大于 10^{11} . 另外晶体材料的非线性系数比较大, 因而非常适合用来研究非线性光学. 但通过打磨制作的腔尺寸较大, 直径一般在 $1000\text{ }\mu\text{m}$ 量级.

(iv) 聚合物材料. 通过专门方法合成的某些聚合物材料具有很好的光学性能, 同时聚合物材料较之半导体具有更好的加工性和可集成性, 因而在制备回音壁微腔时, 同样引起了研究人员的很大兴趣. 利用聚合物材料除了可以制备各种常见的微腔^[34,35], 还可以制备出形状奇特的“高脚杯形”微腔^[36]. 聚合物材料具有无定形性和可固化的特点, 同样也可以用来改进其他材料的微腔. 比如将量子点或染料分子混合于聚合物中然后包裹在微腔的表面, 就能在微腔表面形成增益层, 可以用来实现微腔激光器, 也可以用于非线性光学和固态微腔量子电动力学实验研究^[37]. 而且在某些制备得比较粗糙的微腔表面包

裹一层 PMMA 聚合物能够起到修复腔表面减小散射的作用^[29].

另外, 聚合物材料的可塑性很强, 可以利用纳米压印的技术, 在基片上用模板直接压印制备微腔以及其他波导结构用以耦合. 利用该技术可以批量的生产聚合物微腔用以大规模的集成光路. 虽然目前该技术不是太成熟, 微腔的散射损耗比较大, 但是该项技术有很大的发展前景. 例如, 最近在绝缘衬底上的硅压印的 $2\text{ }\mu\text{m}$ 半径的微盘腔的 Q 值已经达到了 60000 ^[38].

1.4 光纤锥近场耦合

一般的旋转对称的回音壁模式微腔有极高的品质因子, 但是其的光辐射各向同性, 很难通过自由空间直接收集或者利用高斯光束来激发. 因此, 人们一般采用外部的近场耦合器件将光有效地耦合进出微腔, 如光纤锥^[39], 光学波导^[40]和棱镜^[41].

假设 E_s 为腔内回音壁模式的电场, E_{in} , E_{out} 分别为光纤锥内的输入和输出场强. 由输入输出关系, 我们可以得到腔场的动力学方程为^[42,43]

$$\frac{dE_s}{dt} = (i(\omega - \omega_c) - \kappa_0 - \kappa_1)E_s + \sqrt{2\kappa_1}E_{in}, \quad (8)$$

以及透射光场

$$E_{out} = -E_{in} + \sqrt{2\kappa_1}E_s, \quad (9)$$

其中 ω_c 和 ω 分别为回音壁模式本征频率和入射激光频率, $\kappa_0 = \omega_c/2Q_{int}$ 为模式本身的耗散, $\kappa_1 = \omega_c/2Q_{ext}$ 是光纤锥(波导)引入的耗散, 也就代表着光纤锥与回音壁模式的耦合强度.

耦合强度的大小可以由耦合模式理论求解^[44],

$$\kappa_1 = \frac{\eta^2}{2\tau_c}, \quad (10)$$

其中 $\tau_c = 2n\pi R/c$ 为回音壁微腔中光行走一圈需要的时间, η 为光纤锥与回音壁模式的耦合系数, 正比于二者电磁场分布的重合程度:

$$\eta \propto \iiint E_f \cdot E_{wgm}^* e^{-i\Delta\beta z} dx dy dz, \quad (11)$$

其中 E_f 和 E_{wgm} 为光纤锥和回音壁模式的电场分布, $\Delta\beta$ 为光纤锥与回音壁模式的行波传播常数之差. 从此公式, 我们可以明显看出, 耦合主要由耦合器件与腔的距离和二者的相位匹配条件决定.

稳态情况下有 $dE_s/dt=0$, 腔场大小

$$E_s = -\frac{\sqrt{2\kappa_1} E_{in}}{i(\omega - \omega_c) - \kappa_0 - \kappa_1}. \quad (12)$$

透射场

$$E_{out} = -\frac{i(\omega - \omega_c) - \kappa_0 + \kappa_1}{i(\omega - \omega_c) - \kappa_0 - \kappa_1} E_{in}. \quad (13)$$

当入射激光与腔共振, 即 $\omega = \omega_0$ 时, 归一化的光纤锥的透过率:

$$T = \left| \frac{\kappa_0 - \kappa_1}{\kappa_0 + \kappa_1} \right|^2. \quad (14)$$

不难看出, 对特定的微腔, 腔内能量或者透过率仅由耦合强度与本征损耗的相对大小决定. 我们可以将耦合分成三个区域: 欠耦合、过耦合和临界耦合. 若微腔与光纤锥的距离太远或者相位不匹配, $\kappa_1 < \kappa_0$ 时, 系统处于欠耦合状态, 大部分光纤锥中的光没有耦合进微球中, 所以透过率较大. 而当到 $\kappa_1 > \kappa_0$ 时系统进入过耦合状态, 这时光纤锥造成的损耗太大, 微球中的光很容易又重新耦合到光纤锥之中, 所以光纤锥的透过率较大. 而当光纤锥耦合进入微球的效率和微球的固有衰减相等 $\kappa_0 = \kappa_1$ 的时候光纤锥中所有的光全部耦合到微球中, 透过率等于零, 这个极值点被称为临界耦合.

在实验上, 我们通过测量光学模式的传输谱线来得到回音壁模式的性质. 图 4 是微腔传输谱线, 典型的洛伦兹线型, 与理论拟合曲线符合的很好. 另外, 当腔内散射比较强时会导致模式劈裂并得到反射谱, 以及多模情况下我们能观测到非对称的 Fano 线型和电磁诱导透明(EIT)的现象, 这些现象都可以由扩展的多模耦合方程解释^[45-47]. 若回音壁模式与其他物

质相互作用, 会导致谱线的移动或者 Q 值的动态变化, 这些都可以在谱线上动态观测到. 在动态的测量中, 由于回音壁模式中光子的寿命很长, 我们需要考虑腔场响应的延迟效应, 在透过谱上面可以看到干涉导致的振铃现象, 通过对此透过谱线的拟合, 我们可以得到 κ_0 和 κ_1 的具体值^[48].

微球光纤锥耦合系统的耦合状况受两者间距的影响很大, 在实际应用中需要保持耦合稳定. 最近, 中北大学的严英占等人提出用封装的方式提高耦合系统的稳定性, 并在实验上证明了其方法非常有效^[49,50].

另外, 半导体研究所的黄永箴小组提出并证明了将波导直接与回音壁模式微腔连接可以实现有效定向输出^[51,52]. Shu 等人^[53]则在理论上分析这种垂直耦合方式, 其无需相位匹配和非对称反射谱线的特点使这种新型耦合方式具有很大的实用价值.

1.5 变形回音壁模式微腔

尽管近场耦合器件能够非常有效的激发和收集回音壁模式, 但是耦合时需要比较精确的位置调节和高稳定度, 极大限制了回音壁模式的应用. 此外, 在某些实际应用中受到限制, 例如腔 QED 实验需要低温环境, 而低温腔有限空间难以放置耦合器件. 非圆对称的腔(变形腔)会使回音壁模式出现方向性发射, 可以通过这个机制实现与自由空间光束的直接耦合^[54,55], 这就避免了引入近场耦合器件. 变形腔内的光线动力学过程显示出混沌特性, 也为量子混沌研究提供了绝佳的实验平台^[56]. 近年来, 这种非对称微腔的方向性发射被广泛的研究^[57,58], 实验已经在各种边界形状的微腔中实现了高 Q 回音壁模式的方

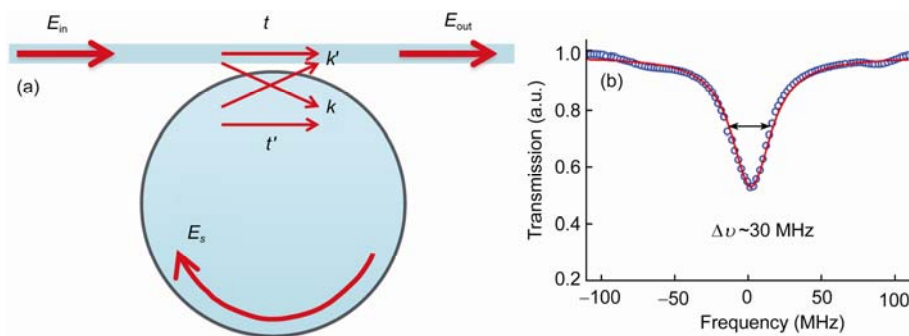


图 4 (网络版彩图) (a) 光纤锥波导与微腔耦合的示意图, (b) 典型的传输谱线图

圆点为实验数据, 实线为洛伦兹线型拟合曲线

Figure 4 (Color online) (a) Schematic illustration of fiber-taper and microsphere coupling system; (b) a typical transmission spectrum, experimental results (circles) are fitted by Lorentz lineshape (solid line).

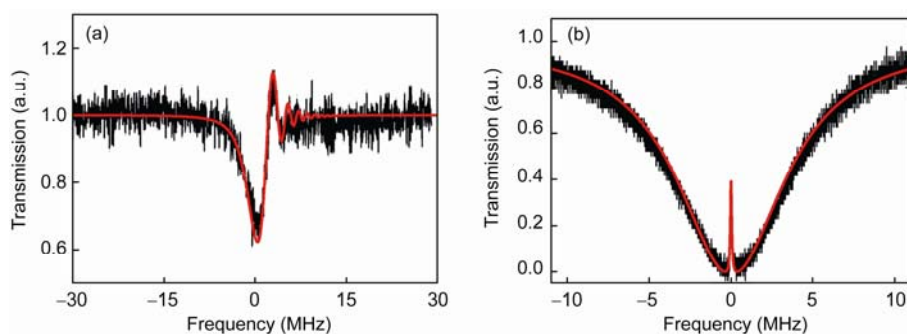


图 5 (网络版彩图) (a)在回音壁模式频率附近快速扫描激光频率得到的具有振铃现象的传输谱线^[48]; (b) 当腔内两模式相互作用时得到的类 EIT 谱线线型^[46]

Figure 5 (Color online) (a) Ringing phenomena in the transmission spectrum when the laser frequency is sweeping quickly nears a WGM [48]. (b) The analog of EIT phenomena in microsphere with two WGMs indirectly interact to each other [46].

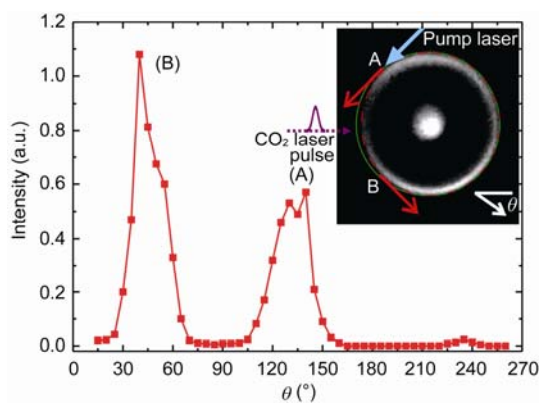


图 6 (网络版彩图) 变形微球激光器的方向性出射远场分布插图变形微球腔照片, 并且显示了自由空间耦合与激发方法^[60]

Figure 6 (Color online) Far field distribution of directional emission of a deformed microsphere laser. Inset: the photograph of deformed microsphere and depict of the excitation and collection in free space [60].

向性出射, 例如四极形 (Quadrupole)^[59,60], 蚰线形 (Limacon)腔^[61]和花生腔^[62,63].

中国科学技术大学量子信息实验室的微腔实验小组提出了一种新的方法制备非对称的微腔, 如图 6 所示. 采用激光脉冲冲击的方式改变球腔的边界形状, 当增加激光脉冲功率和数目时, 腔的变形度增强, 其方向性出射的远场能量分布显示由两个发射峰变为单个“发射峰”. 我们已经在这种腔中实现了低阈值高方向性的出射, 得到的实验结果与我们的边界元模拟结果符合非常好. 该腔支持的模式, 不仅有很好的方向性而且具有很高的 Q 值, 这是一个很新奇的现象^[64].

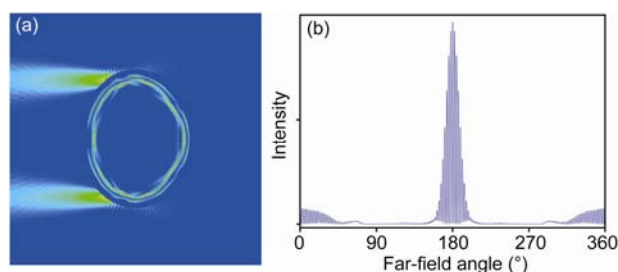


图 7 (网络版彩图) 理论设计的单向性发射的变形腔(a)与 (b)分别对应计算的高 Q 回音壁模式近场与远场能量分布

Figure 7 (Color online) The designed deformed microcavity for unidirectional emission. (a) and (b) are near field and far field distributions of a high- Q WGM.

为了进一步提升高 Q 回音壁模式定向发射的准直性和方向性, 该小组在理论上深入研究了非对称腔中的混沌光线动力学, 归纳总结了单一方向发射的物理原理, 并应用该原理设计出了基于玻璃材料的高准直的单方向发射的微腔形状^[65]. 该形状已经被由北京大学的肖云峰小组在实验上证实. 最近, 哈尔滨工业大学的 Song 等人^[66]则提出了一种“混沌辅助引导”的新机制, 通过波导有效的收集变形腔中的高 Q 模式, 为变形回音壁模式微腔的研究注入新的活力.

2 应用

回音壁模式具有各种优越性质, 其应用前景受到广泛关注. 在这一部分, 我们主要介绍回音壁模式微腔的各种应用, 包括光学滤波器、延时器件、传感、低阈值激光器、非线性光学、腔量子电动力学以及量子光机械效应.

2.1 滤波器

多年来在光通讯领域中, 更好的隔离度、更窄线宽的信号、合适的自由光谱范围的滤波器件一直是人们关注的焦点. 回音壁模式的谐振腔在这些方面有着独到的优势. 1997年, Little等人^[40]提出了基于波导和微环腔的耦合系统, 用以实现通信信道中的滤波. 在这个方案中使用一个波导与微环耦合作为输入端, 同时微环再与另一个波导耦合作为输出. 如图8所示光路中^[67], 输入通道中的信号光仅有频率与腔的谐振频率一致的光可以耦合进微腔中, 从而达到滤波的效果.

$$E_{\text{drop}} = \frac{2\sqrt{\kappa_1\kappa_2}}{i(\omega - \omega_c) - \kappa_0 - \kappa_1 - \kappa_2} E_{\text{in}}, \quad (15)$$

入射波导的透射光:

$$E_{\text{trans}} = \frac{i(\omega - \omega_c) - \kappa_0 + \kappa_1 - \kappa_2}{i(\omega - \omega_c) - \kappa_0 - \kappa_1 - \kappa_2} E_{\text{in}}, \quad (16)$$

其中 κ_1 (κ_2) 为微腔与第一(二)根波导的耦合强度. 当 $\kappa_1 = \kappa_0 + \kappa_2$ 时, 与腔模共振的光都从 Drop 端口走, 输出窄带、大自由光谱区的信号光. 这里信号光的线宽、自由光谱区等参数完全由微环腔内回音壁模式的特征决定, 这也就构成了一个可集成化的光滤波器件. 由于加工工艺、材料以及腔的本身属性限制, 单个腔加双波导结构的滤波器难以获得更大的自由光谱范围, 更好的隔离度. 为了达到更好的信号输出, 人们考虑在整个系统中加入多个微环腔, 形成微腔之间的级联, 由于引入了各个腔之间耦合, 从而可以使得隔离度进一步提高, 而且输出光的自由光谱范

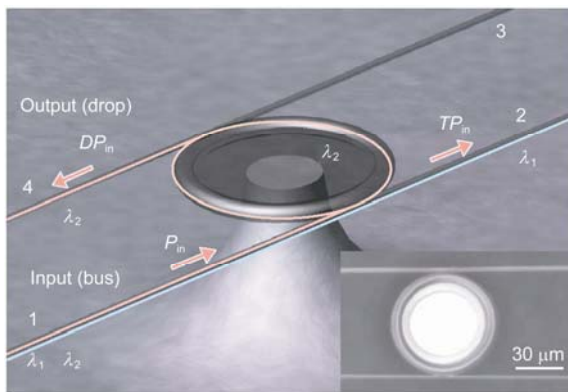


图8 (网络版彩图) 回音壁模式微腔滤波器原理图^[67]

Figure 8 (Color online) Schematic illustration of a microcavity filter [67].

围可以通过设计级联微腔的参数加以调控.

在光通讯中, 往往在波长选择时会存在需要一定的动态选择范围, 这就要求滤波器件的工作波长能够调谐. 目前实验实现的调谐方式包括热光调谐、电光调谐以及载流子注入, 核心的思路都是调节介质折射率来改变器件的工作波长. 而回音壁微腔因为其高品质因数和易于集成、耦合的特性, 可以大大提高滤波器的效率和调制速率并且尺寸更小^[68,69]. 光学滤波器也是很多光通讯装置的基本组件, 例如波分复用器(WDM)^[70]. 我们可以期待回音壁微腔的组成的各种结构能被应用到更广泛的光信息装置中, 实现大规模集成光路^[71].

2.2 延时器件

在光信号处理中, 经常需要用到延时器件. 假设有一个中心频率为 ω_0 的高斯脉冲, 在初始位置($x=0$)的电场为

$$E(0, t) = \int_{-\infty}^{\infty} d\delta e^{-i(\omega_0 + \delta)t - (\delta/2\Delta)^2}, \quad (17)$$

其中 δ 为频率失谐. 经过一段距离 x 的传播后

$$E(x, t) = \int_{-\infty}^{\infty} d\delta e^{-i(\omega_0 + \delta)t + i\frac{(\omega_0 + \delta)x}{c} + i\varphi(\delta)} e^{-(\delta/2\Delta)^2}, \quad (18)$$

$n(\delta)$ 为材料折射率, $\varphi(\delta)$ 为传播过程中额外获取的相位, 在中心频率附近做一阶展开, 有 $n(\delta) = n + \frac{\partial n}{\partial \delta} \delta$ 和 $\varphi(\delta) = \varphi + \frac{\partial \varphi}{\partial \delta} \delta$, 代入上式得到

$$|E(x, t)|^2 \propto e^{-\Delta^2 \left(t - \frac{n}{c}x - \frac{\omega_0 \partial n}{\partial \delta} x - \frac{\partial \varphi}{\partial \delta} \right)^2}, \quad (19)$$

即光脉冲获取延时为

$$\tau = \left(\frac{n}{c} + \frac{\omega_0}{c} \frac{\partial n}{\partial \delta} \right) x + \frac{\partial \varphi}{\partial \delta}. \quad (20)$$

第一部分对应脉冲在介质中以群速度 $c_g = c / \left(n + \omega_0 \frac{\partial n}{\partial \delta} \right)$ 传播的延时, 在传统光路中, 我们可以通过增加光路长度得到一定的延时. 而在集成芯片上, 长度为 1 mm 的硅波导产生的延时约为 12 ps, 所以集成芯片上需要其他的方式来获取延时, 即上式第二部分额外色散造成的延时. 芯片上的延时器件需要 $\frac{\partial \varphi}{\partial \delta}$ 尽可能大, 即相位在很小的频率范围内发生突变.

很自然的, 我们可以用高 Q 的回音壁模式来实现, 从 E_{out} 表达式可知, 在与腔模共振时, 得到的延

时最大. 假设尺寸在 20 μm 微米的微环芯腔中, 波长为 1550 nm 的 Q 值为 10^8 的腔模处于过耦合状态 $\kappa_1 =$

$$10\kappa_0, \text{ 则与腔模共振的输入光延时 } \tau = \frac{\partial \varphi}{\partial \delta} \approx \frac{0.2}{\kappa_0} \approx 33$$

ns. 实际上, 单个的微腔的 Q 值有限, 延时时长依然受到限制, 因此人们通过在集成光路中级联更多的微腔来实现更长的延时^[72]. 一种方式是通过波导串联 N 个腔, 总延时时长为 $N\tau$. 另外一种方式是 N 个相同的腔构成耦合腔波导(Coupled Resonant Optical Waveguide, CROW)^[73], 相邻的微腔相互耦合方程为

$$\frac{dE_i}{d\tau} = (i(\omega - \omega_c) - \kappa)E_i - ig(E_{i+1} + E_{i-1}), \quad (21)$$

由紧束缚原理, 假设相邻微腔模式的模场分布相位差为 θ , $E_{i+1} = e^{i\theta}E_i$, 则耦合模式方程可以写为

$$\frac{dE_i}{d\tau} = (i(\omega - \omega_c) - \kappa - i2g \cos \theta)E_i, \quad (22)$$

得到色散关系为

$$\omega = \omega_c + 2g \cos \theta. \quad (23)$$

所以脉冲在 N 腔级联 CROW 中传播获取的额外相位为

$$\varphi = N \times \arccos \left[\frac{\omega - \omega_c}{2g} \right],$$

频率为 ω 输入光对应的延时为

$$\tau = N / 2g \sqrt{1 - \left(\frac{\omega - \omega_c}{2g} \right)^2}.$$

IBM 的夏丰年等人在 100 个微环腔阵列中实现了 500 ps 的延时^[74]. 而进一步的研究发现, 阵列中微腔尺寸的失调(Disorder)会导致实际的群速度受到一些限制^[75]. 最近 Hafezi 等人的理论研究表明, 二维微腔耦合阵列延时器中, 可以通过拓扑保护延时器减小微腔阵列中少数腔的失谐造成的影响, 并且可以提高延时的稳定性^[76].

2.3 高灵敏度传感

同样由于高 Q , 外界环境的扰动会导致回音壁模式微腔谱线的位置变化显著, 很容易被观测到, 从而实现某些特殊的参数的检测, 被认为在传感方面有重大前景^[77].

对于微腔内的光学模式, 主要能量束缚在介质腔内, 还有一部分能量在微腔外部的环境中(空气或液体等), 这就是模式的倏逝场, 这部分能量分布在

微腔外表面达几百纳米甚至一微米, 如图 3 所示. 当微腔所在的外部环境有所变化或者微腔表面黏附了纳米颗粒或生物分子时, 就会引起该共振模式的频率漂移. 光学模式具有非常高的品质因子 Q 值, 其谱线线宽非常的窄, 谱线很微小的漂移也很容易被观测到, 因而在精细传感方面具有重大前景, 其中就包括了很热门的生物传感的研究^[77].

图 9 所给出的就是通常用回音壁模式的微腔进行该类传感实验的示意图. 将微腔及波导浸入特定的液态环境中, 液体中包含了所要探测的生物分子. 该类微腔需要进行表面的敏化处理, 才能使生物分子吸附到微腔表面. 研究人员在 2002 年时就已实现了利用微球腔来探测蛋白质分子^[78], 并且理论预言了用该方法可以实现单个蛋白质分子的探测^[79]. 实验上, 2008 年哈佛大学的 Vollmer 等人^[80]利用玻璃微球真正实现单个病毒分子的探测, 从实验测量的台阶式的回音壁模式频率移动推测出病毒分子半径约为 47 nm, 质量为 5.2×10^{-16} g. 2011 年, 美国加州理工的 Vahala 小组利用高 Q 微环芯腔进一步提高了探测灵敏度, 实现了半径为 12.5 nm 的单个病毒分子探测^[81].

这类实验中往往需要极其稳定的窄带激光器, 这样才能得到前后谱线的改变. 为了避免激光器谱线漂移或温度漂移带来的测量误差, 华盛顿大学的

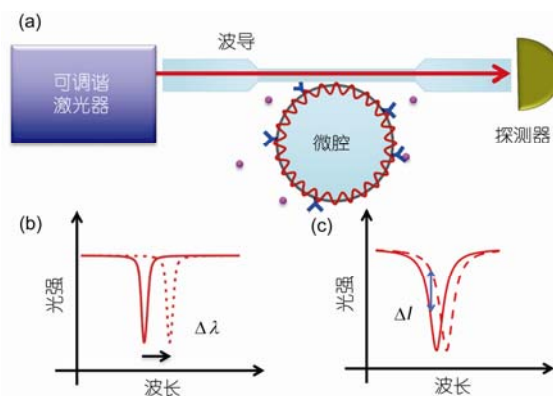


图 9 (网络版彩图) 生物传感的实验装置示意图

当生物分子或者纳米颗粒黏附到微腔时, 会导致共振模式的漂移. 实验中可以直接测量漂移量或测量固定波长激光入射情况下的透射光强改变

Figure 9 (Color online) Schematic illustration of a microcavity sensor, a biological molecule or nanoparticle will induce a frequency shift to WGM. The frequency shift or the change of transmission power for fixed laser pump can be detected.

Zhu 等人^[82]探索出利用微腔内的模式劈裂来进行传感探测的方法. 当生物分子或者纳米颗粒黏附于微腔表面时, 就会形成传输谱线的劈裂, 通过比较该谱线前后线宽以及劈裂宽度的信息就能得到所黏附颗粒的尺寸信息, 这种方法能够探测到单个纳米颗粒的尺寸小至 30 nm. 为了进一步提高生物传感的灵敏度, 需要将被动腔换成掺杂增益离子的主动腔. He 等人利用掺杂铒离子的微腔激光器, 实现了尺寸达 10 nm 的纳米颗粒的探测^[83]. 回音壁模式除了可以应用于生物传感外, 也可以实现高灵敏的温度传感^[34], 分辨率可以达到 $2 \times 10^{-4} \text{C}$; 还可以用于力学传感等^[84].

2.4 低阈值激光器

回音壁模式微腔的低损耗和小模式体积能够大大降低激光器的阈值, 因此低阈值微腔激光器的研究受到非常大的关注. 微腔可以通过掺杂注入、黏附覆盖或本身含有增益介质, 那么根据不同的增益介质就会得到不同工作波段的激光.

2.4.1 进行增益掺杂的微腔激光器.

这一类微腔激光器是利用掺杂了增益的材料来制备得到的, 进行掺杂的增益介质有常见的比如铈、铒、镱等稀土离子. 1996 年, 法国的 Haroche 小组利用掺铈的二氧化硅微球在液氮温度下实现了阈值只有 200 nW 的激光输出^[85]. 铈离子的 $4F_{3/2} \rightarrow 4I_{11/2}$ 和 $4F_{3/2} \rightarrow 4I_{13/2}$ 跃迁的激光输出均为四能级系统, 泵浦阈值较三能级系统的低, 容易形成激光振荡. 稀土发光离子中, 还有更常见的一种是铒离子, 可以从基态 $4I_{15/2}$ 能级吸收 980 nm (或 1480 nm) 的泵浦光后激发到 $4I_{11/2}$ (或 $4I_{13/2}$) 能级, 然后自发辐射到 $4I_{13/2}$ 能级. 铒离子的 $4I_{13/2} \rightarrow 4I_{15/2}$ 跃迁容易形成激光振荡, 激光工作波长在 1550 nm 波段. 2000 年, 加州理工的 Vahala 小组利用铒镱离子共掺的磷酸盐玻璃微球腔与光纤锥耦合, 实现了波长在 1550 nm 激光出射^[86], 其激光阈值可以低至 60 μW , 以及 3 μW 的单纵模激光出射^[87]. 另外, 还可以在铒的氟锆酸盐玻璃微球腔中通过上转化得到输出波长在可见光波段(540 nm)的激光^[88].

最近, Vahala 小组也在微环芯腔上同样实现了绿色激光输出^[89], 在 1480 nm 的半导体激光泵浦下, 阈值为 690 μW . 另外, Yang 等人^[90]在微环芯腔中实现了线宽仅仅 4 Hz 的激光.

2.4.2 微腔表面包裹增益介质

基于之前的数值分析, 我们知道, 很大一部分高 Q 的腔模只分布在微腔的表面. 那么, 我们可以在微腔表面覆盖一层几百纳米到几微米的增益介质层, 同样可以实现微腔激光器. 例如 Vahala 小组利用 Sol-gel 成膜的方式, 在微球腔外覆盖一层增益材料, 可以得到工作在通讯波段很好的低阈值激光器^[91]. 我们小组在二氧化硅的微球表面覆盖了一层铒镱离子共掺的磷酸盐玻璃薄膜, 在 978 nm 的半导体激光泵浦下, 实现了 1550 nm 的单纵模激光输出, 同时也观察到了镱离子在 1060 nm 波段的激光输出^[60,92], 如图 10 所示. 对于铒离子, 利用 780 nm 的泵浦激光, 同样能够得到 1550 nm 波段的激光输出, 实现微腔激光器^[93]. 复旦大学的徐雷小组在两根光纤表面包裹 Rhodamine-B 掺杂的有机/无机混合玻璃材料组成耦合柱形回音壁模式微腔, 得到了单频激光并实现了高灵敏度的生物传感^[94]. 另外, 半导体量子点也可以作为回音壁模式增益介质实现低阈值激光^[95].

2.4.3 半导体微腔激光

随着半导体加工工艺的进步, 人们可以直接在半导体材料中生长量子阱或者量子点作为光学增益材料, 实现激光出射. 利用刻蚀工艺在半导体芯片上制作微腔, 能更好的提高半导体量子点激光器的性能. 1993 年, McCall 等人^[13]实现了液氮温度下阈值低于 100 W 的单纵模量子阱激光器, 发射波长在 1300 nm 和 1500 nm. Levi 等人^[14]还实现了室温下的 InGaAs-InGaAsP 量子阱直接电注入的微盘腔激光器. GaN 材料的发光在紫外波段, 因而也是大家所研究的重

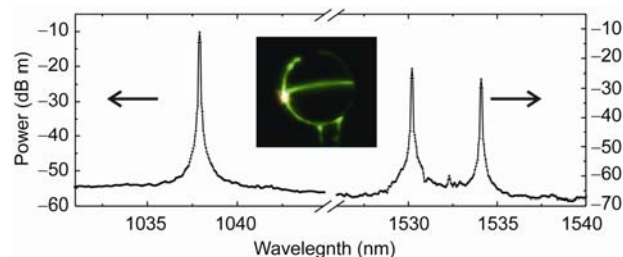


图 10 (网络版彩图) 中国科学技术大学量子信息微腔研究小组实现微球腔内同时两波段的激光输出^[85], 插图描述了腔内的基模分布, 绿光为腔内铒离子的上转换荧光

Figure 10 (Color online) Typical laser emission spectrum in both 1040- and 1550-nm bands^[85]. Inset: the image of fundamental WG mode in CCD, green light is the upconversion emission of Er ions.

点^[96,97]. 尤其随着近几年半导体量子点生长技术的成熟, 人们能够很好地控制在制备的微腔中的量子点个数, 来实现单量子点激光器^[98].

此外, 毛细管也能够形成回音壁模式, 若将溶有增益介质的液体流过毛细管, 在液体折射率高于毛细管壁的折射率时, 就能观察到激光出射. 早在1992年, Knight等人^[99]利用毛细管内流经溶有若丹明6 G的液体, 实现了毛细管激光器. 类似的毛细管激光器可以通过染料溶于各种不同溶剂^[100]而得到, 在微流控光学(Optofluidics)中有很大的潜在应用.

对于上面介绍的微腔激光器, 通过外部器件进行耦合, 可以得到非常低的阈值以及单模输出, 在基础科学研究以及传感器等应用研究中具有重要意义, 对于器件集成化也十分有利, 人们通过掺杂不同的增益材料, 实现了各种材料的低阈值微腔激光器, 同时可以改变增益介质, 覆盖较多的工作波段, 为不同的实际应用提供很好的光源.

2.5 非线性光学

正如前面提到的, 回音壁模式微腔很容易得到高能量密度, 非常适合用于研究非线性光学现象. 早

在20世纪80年代人们就利用微米液滴的谐振增强效应进行非线性研究^[10]. 相比液滴微腔, 固态微腔不仅具有更高的 Q 值, 在耦合和操作方面更容易, 实用性更强. 利用微腔超高 Q 值的谐振增强效应, 可以将非线性效应阈值降至微瓦量级. 例如, 直径为 $50\ \mu\text{m}$ 微米, $Q=10^8$ 的二氧化硅微球腔, $1\ \text{mW}$ 的输入光即可使腔内光场强度达到 $1\ \text{GW}/\text{cm}^2$, 足以导致二氧化硅产生三阶非线性效应^[101]. 三阶非线性效应包含受激拉曼、受激布里渊、三倍频、超参量振荡、四波混频等现象, 为研究和应用提供了丰富的素材.

在微腔中实现某种非线性效应的关键是满足相位匹配条件. 微腔中所有参与非线性过程的频率需要都落在腔模上才能有效实现谐振增强, 所以实现相位匹配需要有一组腔模: 频率满足能量守恒条件和模式数满足动量匹配条件. 对于后者由于微腔的周期性边界条件, 容易优先满足. 这恰恰与在波导实现相位匹配相反, 波导中频率是连续的, 能量守恒条件容易优先满足. 二氧化硅的拉曼带宽为 $10\ \text{THz}$, 在此范围内微球存在非常多的模式, 容易满足相位匹配. 2002年, Vahala小组在玻璃微球腔体系中观察到了受激拉曼激光发射^[102], 如图11所示, 阈值只有

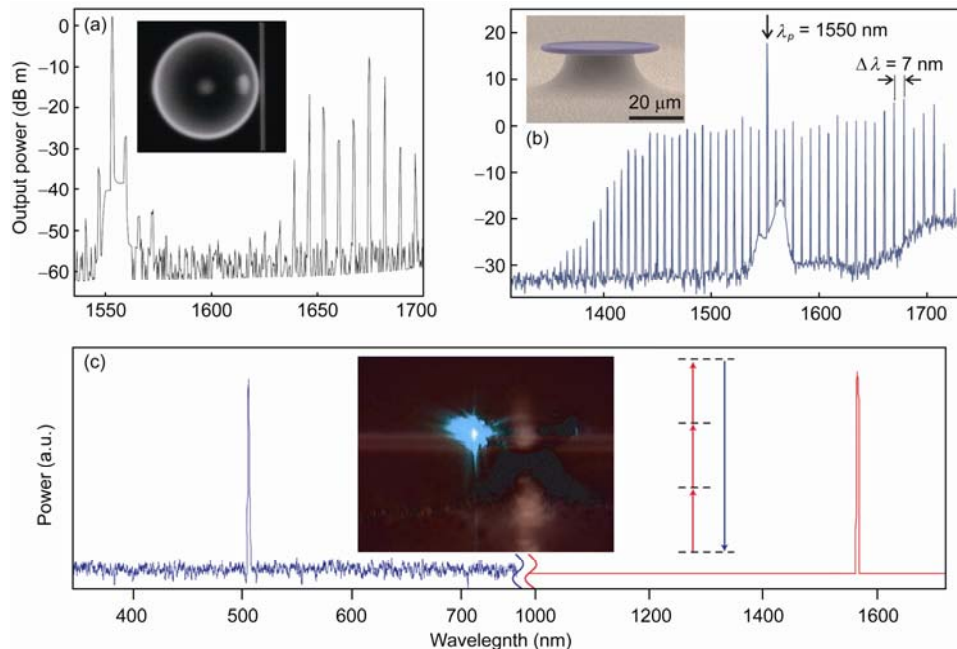


图11 (网络版彩图) (a)微球腔的拉曼激光输出^[102]; (b)微环芯腔内的光梳效应^[107]; (c)微环芯腔内实现的三倍频激光输出^[108].

Figure 11 (Color online) (a) The silica microsphere Raman laser [102]; (b) the frequency comb in a silica microtoroid [107]; (c) third harmonic laser in a silica microtoroid [108].

62 μW , 并且在此基础上实现了级联拉曼激光^[103]. 相比之下实现受激布里渊激光比较困难, 因为二氧化硅布里渊带宽只有 100 MHz, 模式落入该带宽的概率非常小. 近两年才先后在氟化钙和二氧化硅中实现受激布里渊激光, 实验中都使用较大的微腔, 增加模式密度, 从而增加相位匹配的概率^[104,105]. 另外一个相对容易实现的过程是超参量过程^[106], 结合四波混频过程, 多次混频后可以形成带宽超过 300 nm 的光频梳^[107], 光学梳在测量学、频率标记、宽带光源等方面有广泛应用. 三倍频的相位匹配更难自然满足, Vahala 小组利用微环芯腔表面包裹高折射率介质, 在不同径向模式上实现了三倍频相位匹配, 并且增大与之竞争的拉曼和光学参量振荡过程的损耗, 实现了三倍频激光^[108].

在二氧化硅微腔中并不容易直接观测克尔(Kerr)效应对折射率造成的变化, 这是因为在室温下微腔热效应对折射率的影响更大. 热效应来源于温度对折射率的影响, 因为材料吸收导致腔温度与光强有关, 光强影响温度进一步影响折射率, 也可以看作一种非线性效应. 热效应本身也有其应用, 可以用来调谐腔模^[109], 还可以设计成为光学双稳态开关^[110]. 由于反演对称性, 二氧化硅二阶非线性系数为零, 只能使用三阶非线性性质. 大家将注意力转向具有较高的二阶非线性系数的晶体腔^[111]. 由于晶体材料吸收系数小并且内部更加均匀, 通过打磨工艺可以获得非常光滑的表面, 所以可以获得非常高的 Q 值(高达 10^{11}). 在铌酸锂晶体中利用自然相位匹配, 32 μW 的泵浦功率下可获得 9% 的倍频转换效率^[112].

非线性光学还具有众多的应用如参量放大器, 光开关, 单向传输等, 随着工艺的进步, 这些功能可以在集成的芯片上实现, 结合前面介绍的滤波, WDM 应用, 在全光通信方面有独到的优势. 并且通过非线性效应还可以制备光子纠缠态和压缩态^[113], 利用微腔可以将这些性能进一步提高, 在量子信息研究方面也很有应用潜力.

2.6 腔量子电动力学

腔量子电动力学(Cavity QED)就是研究量子化的腔场与原子的相互作用^[114]. 最简单的二能级原子与单模光场的相互作用可以用 Jaynes-Cummings 模型描述^[43,115]:

$$H = \frac{1}{2}\omega_a\sigma_z + \omega_c a^\dagger a + \omega_c(g a^\dagger \sigma_- + g^* a \sigma_+), \quad (24)$$

其中 $\omega_{a(c)}$ 为原子(腔场)频率, $a(a^\dagger)$ 为光场的产生湮灭算符. 光场与原子的相干耦合强度是原子位置 \mathbf{x} 及原子与腔模频率失谐的函数:

$$g = \sqrt{\frac{\omega_c}{2n^2\epsilon_0 V}} \frac{\mathbf{E}(\mathbf{x}) \cdot \mathbf{d}}{\max(|\mathbf{E}|)}, \quad (25)$$

其中 \mathbf{d} 为原子偶极矩. 可以根据耦合强度跟腔的耗散的大小, 分为弱耦合 ($g \ll \kappa$) 和强耦合 ($g \gg \kappa, \gamma$) 两种情况. 当处于弱耦合情况时, 原子与腔的耦合强度远大于光子寿命时, 即处于激发态的原子的能量耦合至腔模之后光子会迅速逃逸出腔, 对应于不可逆的自发辐射过程, 其速率为

$$\gamma_c = |g|^2 \frac{2\kappa}{(\omega_c - \omega_a)^2 + \kappa^2}. \quad (26)$$

图 12 所示即为将 CdSe 量子点置于光纤锥上靠近微环芯腔时, 光纤收集到的光谱, 可以明显看到谱线上的调制, 对应于模式位置的发光会增强.

处于均匀介质中的原子自发辐射速率为

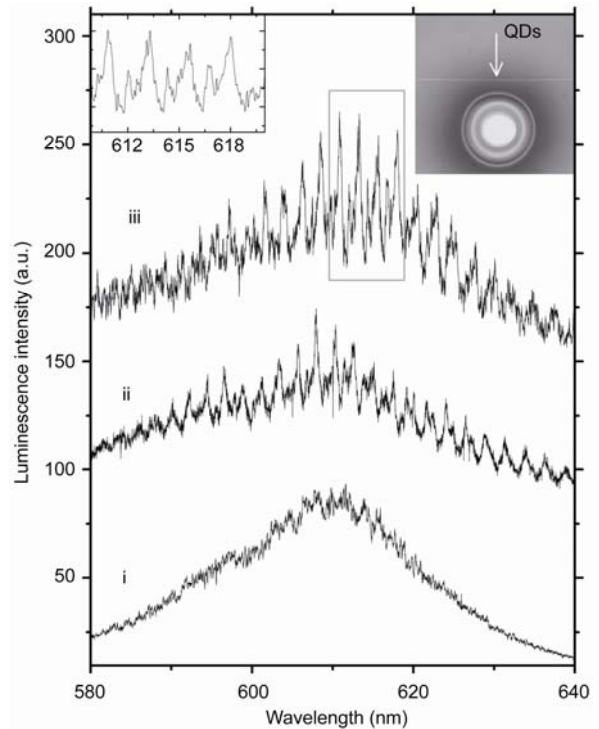


图 12 量子点自发辐射受微环芯腔调制谱线^[31]
Figure 12 The emission spectra of quantum dots modulated by WGMs [31].

$$\gamma = \frac{\omega^3 |\mathbf{d}|^2 n}{\partial \pi \epsilon_0 \square c^3}, \quad (27)$$

腔导致的自发辐射速率变化被称为 Purcell 效应^[116], 当原子与腔模共振并且原子位置处于场强最大值, 则有 Purcell 因子为

$$F = \frac{\gamma_c}{\gamma} = \frac{3}{4\pi^2} \frac{Q}{V} \left(\frac{\lambda}{n}\right)^3, \quad (28)$$

从上式可知, 腔的模式体积越小则 Purcell 效应越强. 单个二能级原子本身就是最基本量子体系, 在任一时刻, 单原子自发辐射的光子数目不超过一个, 其统计分布为亚泊松分布^[117]. 因此, 回音壁模式微腔可以极大的增强并收集腔内的原子自发辐射, 实现高效的集成单光子源^[118,119]. 当量子点或原子存在非辐射跃迁时, Purcell 效应也可以增加原子发光的量子效率. 例如, 在金刚石中 NV 色心的电子自旋在室温下性质稳定且可以光学读出, 因此有望实现室温量子信息处理. 然而由于声子作用极大的限制其发射光子的相干性, 其发光谱线上的零声子线只有约 3% 的能量. 惠普实验室的研究人员采用回音壁腔与 NV 色心零声子线共振, 得到 12 倍的 Purcell 因子, 最终获得 25% 的零声子线发射^[120].

当处于强耦合情况时, 腔模与原子激发态的寿命足够长以至于能量能够在原子激发态与光子之间反复振荡, 实现相干转换^[121]. 原子布居和腔场能量随时间振荡的频率为 $\Omega = \sqrt{g^2 - (\kappa - \gamma/2)^2} / 4$, 也被称

为 Rabi 频率. 在频谱上, 当 Rabi 频率大于 κ 和 γ 时, 则可以在频谱上分辨出两个模式, 对应于原子与腔模耦合形成的新正则模式, 所以在实验上也可以通过频谱判断强耦合.

早期强耦合的研究主要在微波频率或光学频率的 FP 腔与飞行原子或者光阱束缚原子的体系上开展, 并且在原子与光子的量子特性的研究上取得了一定的进展^[121]. 随着量子信息与量子计算科学的兴起, 人们寻求相干的原子态与光子态的控制, 强耦合体系成为实现量子计算的热门体系. 在实验上已经实现了基于此的量子逻辑门^[122], 量子非破坏测量^[123], 量子纠缠^[124], 值得一提的是, 法国巴黎高师的 Haroche 教授在利用这个体系对量子物理研究做出卓越的贡献, 因此获得了 2012 年的诺贝尔物理学奖. 然而, 这种体系非常复杂且不稳定, 很难进一步扩展更多的门和比特. 因此人们的研究兴趣逐渐转移到模式体积小且 Q 值高的回音壁模式. 在回音壁模式体系中不仅可以量子点或者 NV 色心稳定在腔内或者表面, 而且可以在芯片上集成并批量制备, 具有更大的可扩展性和应用前景^[125].

在实验上, 已经有很多小组在高 Q 回音壁模式微腔中实现了强耦合. 2005 年, 法国的 Peter 等人^[126] 在半导体的微盘腔中实现了内部生长的量子点与腔模的强耦合, 但是受微盘 Q 值限制效应并不显著. 2006 年加州理工的 Kimble 小组首次实现了微环芯腔的强耦合(图 13)^[127], 并在此基础上研究光子阻塞现

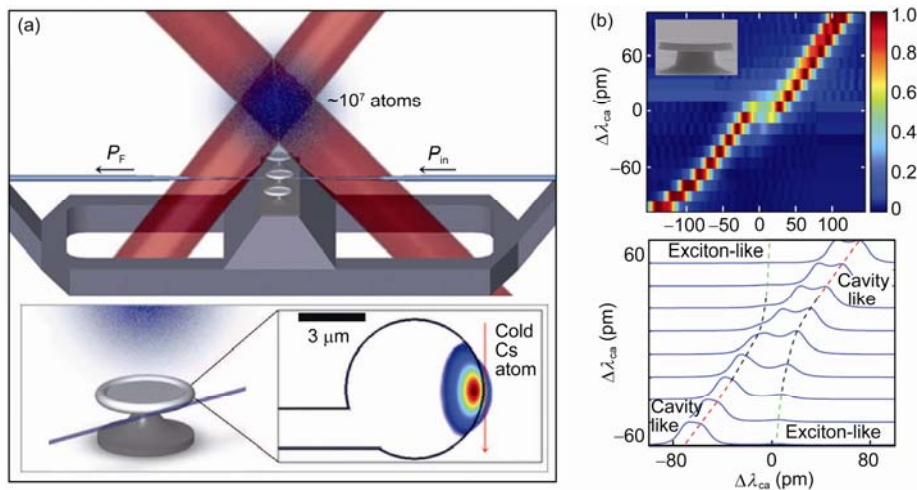


图 13 (网络版彩图) (a) 铯原子和微环芯腔的强耦合^[127]; (b) 半导体量子点与微盘体系的强耦合实验^[130]

Figure 13 (Color online) (a) The strong coupling of Cs atom and microtoroid [127]; (b) the strong coupling of quantum dot and microdisk [130].

象^[128]和光子路由器^[129], 但是该体系基于磁光阱束缚铯(Cs)原子, 实验装置较复杂很难进一步扩展. 随后, 加州理工的 Painter 小组于 2007 年在生长有单个镉砷(InAs)量子点的镓砷材料(GaAs)上制备了高品质因数的微盘腔, 并首次报道了在强耦合条件下的非线性效应(图 13)^[130].

在理论上, 我们小组提出利用光子作为飞行比特, 在级联的高 Q 微腔-原子耦合系统中实现原子纠缠和受控相位门操作, 具有保真度高和成功概率大的特点^[131]. 这一方案的优点在于可以通过增加腔的个数和线性光学元件配置就能够扩展门的位数, 门操作的保真度很高, 且受腔与原子的耦合常数变化影响不大^[132]. 另外, 级联的高 Q 微腔-原子耦合系统也可以用来研究多体相互作用量子模拟, 比如模拟 Bose-Hubbard 模型^[133,134].

2.7 量子光机械效应

很早人们就发现光场能对宏观的物体产生力的作用, 这被称为辐射光压. 利用辐射光压来实现激光冷却可以减慢原子离子的运动^[135,136], 也可以用来操纵微小粒子的运动和位置, 从中发展出光镊技术^[137]. 早在 20 世纪六七十年代, Braginsky 等人在分析用于引力波测量的 LIGO 中的噪声时提出这样一个概念: 当组成干涉仪的镜片形成高 Q 谐振腔时, 在腔内的光场光压作用下, 腔镜产生位移并形成极其微小的机械振动^[138]. 他们在理论上分析发现当腔场光子寿命远大于机械振动周期时, 机械也会对光场产生一个反作用, 机械与腔模式相互作用从而引起一些有趣的现象^[139]. 直到 2005 年 Vahala 小组在微环芯腔中首先观察到了机械振动和微腔光场共存并相互影响^[140,141]. 以此为开端, 人们陆续在如微球腔^[142]和微盘腔^[143]等其他种类的回音壁模式微腔中观察到了这一效应. 对光机械效应的各种研究逐步形成了被称为腔光机械力学(Cavity Optomechanics)的新学科(图 14)^[144,145].

机械与光学模式的色散耦合的表现形式为腔模式频率随机械振子的位置变化为 $\omega_c = \omega_0 + gx$, 对应的哈密顿量为

$$H = \omega_c a^\dagger a + \omega_m b^\dagger b + g a^\dagger a (b + b^\dagger) + \sqrt{2\kappa_1} (a^\dagger E e^{-i\omega_1 \tau} + a E^* e^{i\omega_1 \tau}), \quad (29)$$

其中 a, b 分别为量子化的光学与机械模式的 Bose 算

符, $E e^{-i\omega_1 \tau}$ 为入射激光. 在旋转坐标下, 对腔场作线性化近似 $a = \langle a \rangle + \tilde{a}$, 得

$$H / \hbar = G(a^\dagger e^{i\delta \tau} + G^* a e^{-i\delta \tau}) (b e^{-i\omega_m \tau} + b^\dagger e^{-i\omega_m \tau}), \quad (30)$$

其中 $\delta = \omega_c - \omega_1$, 有效耦合强度 $G = g \langle a \rangle$. 因此, 当入射光蓝失谐 $\delta = -\omega_m$ 时, 旋波近似下

$$H / \hbar = G a^\dagger b^\dagger + G^* ab. \quad (31)$$

对应于参量过程. 通过这种相互作用, 我们可以制备声子跟光子的纠缠态(双模压缩态)^[146]. 而当入射光红失谐 $\delta = \omega_m$ 时, 旋波近似下

$$H / \hbar = G a^\dagger b + G^* ab^\dagger. \quad (32)$$

对应于拉曼过程. 在这种相互作用下, 可以实现光子态与机械态的相干转换. 另外, 振子的机械频率都较低(最大在 GHz 量级), 对于一个 100 MHz 的机械振子, 即使是温度 $T=1$ K, 其热涨落平均声子数 $\langle n \rangle = 1/(e^{-\hbar\omega_m/k_B T} - 1)$ 也远大于 1. 而对于光子, 即使在室温下其热涨落也可以忽略不计. 因此类似于原子的边带冷却, 通过光子-声子相互转换将振子连接到光学热库中, 可以降低振子的有效温度将振子冷却到基态^[147].

类似于腔量子电动力学, 回音壁模式微腔具有较小模式体积使其能够有效的与机械振动耦合, 而高 Q 对应较长的相干时间, 有望被用来实现机械振子的纠缠态和基态等非经典态的制备^[148]. 并且回音壁模式微腔包含了超过 10^{15} 个原子, 可以将其视为宏观物体, 从而可以搭起从微观量子效应到宏观经典效应过渡的桥梁, 具有非常重大的意义. 在实验上, 2008 年 Kippenberg 研究小组第一个报道了回音壁模式微腔中边带冷却^[149], 将微环芯腔机械呼吸模式冷却温度至 11 K, 相应的声子数为 $\langle n \rangle \approx 5900$. 2009 年 7 月的 Nature Physics 杂志报道了 Kippenberg 小组^[150]将微环芯腔冷却至 $\langle n \rangle \approx 63$, 以及王海林小组^[151]将变形的微球腔冷却至 $\langle n \rangle \approx 37$. 最近, Kippenberg 小组进一步将微环芯冷却到 $\langle n \rangle \approx 1.7$, 对应于声子基态概率约为 37%, 并实现了光子与声子的强耦合^[152].

此外, 机械模式也具有独特的性质, 使其有望被应用在量子信息处理中: (i) 机械模式可以和任意频率的光子相互作用, 因此, 可以实现不同波长的光子态之间的相互转换(图 15)^[153-155]. (ii) 机械振动腔的频率比较低(MHz 量级)而相应 Q 值可以达 10^7 , 对

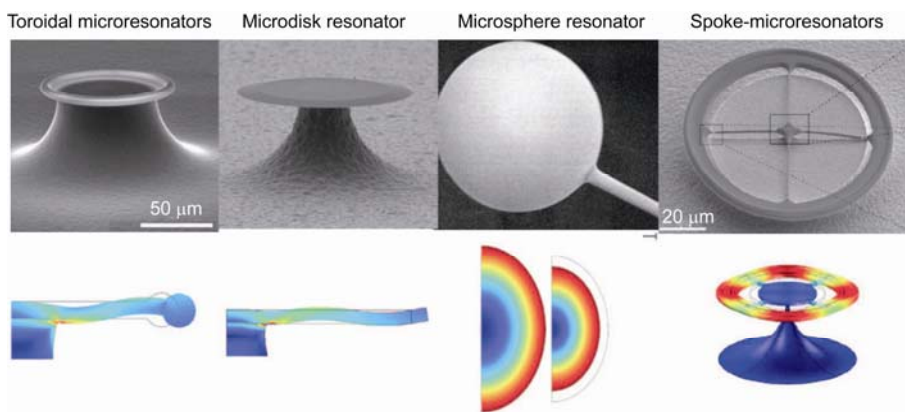


图 14 (网络版彩图) 各种微腔及其机械振动模式所对应的形变^[145]

Figure 14 (Color online) Mechanical vibration modes of whispering gallery microresonators [145].

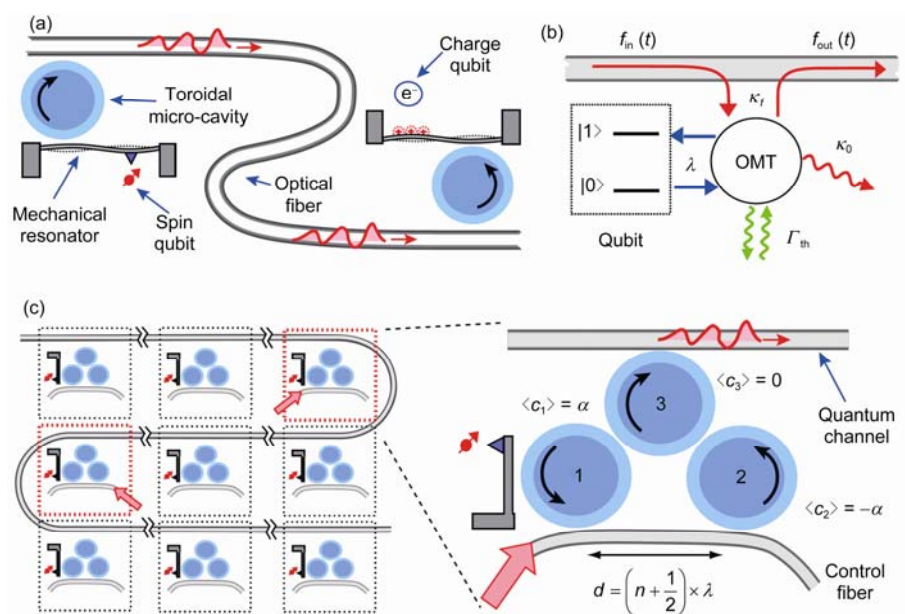


图 15 (网络版彩图) 利用自旋与机械模式以及微腔相互耦合的网络模型^[154]

Figure 15 (Color online) The proposal of quantum network with interfaces between spin, optical system based on mechanical oscillators [154].

应声子寿命在秒量级, 可以被用于量子存储器件. 王海林的研究小组已经在实验室实现了光子态在机械模式中的存储, 时间达到 $10 \mu\text{s}$ ^[156].

3 结论

回音壁模式微腔具有高品质因子, 低模式体积和可集成的特点, 不仅可以用于生物医学传感, 激光与非线性光学光源, 经典的集成光学芯片的信息处理, 也可以利用回音壁模式与原子, 声子等体系的强

相互作用研究新奇的量子现象, 还可以用来实现集成量子芯片上的量子信息, 量子计算和量子模拟.

目前, 有关回音壁模式微腔的实验和理论研究主要集中在单个器件和功能的探索和改进, 不断有新的材料和新的结构被设计和利用来实现回音壁模式微腔. 例如, Xiao 等人^[157]借助表面等离子体激元 (plasmonics) 的特异性质, 发现一种既具有高品质因子, 又具有高度光场局域性的外部回音壁模式. 然而不同材料的性质有非常大的差异, 从而适用于不同的应用, 目前集成光学芯片遇到的一个困难就是很

难在单一材料上面实现各种不同功能的器件及其互连. 因此, 可以预见集成光学芯片的发展趋势是将不同材料, 体系和器件的优势结合在一起构成混杂体系, 包括半导体、晶体、聚合物等介质材料, 金属表面等离子体, 石墨烯, 超导探测器, 原子, 量子点, 微纳机械振子等. 而回音壁模式就是将不同体系联合在一起的枢纽. 例如, 电注入的激光, 单光子源和

纠缠光源, 基于非线性效应的超快光开关和调制器, 腔量子电动力学的量子逻辑门和量子态制备, 光机械体系的量子存储器, 以及光机械作用中介的微波和光学不同频段的接口. 我们可以预见, 随着材料、加工工艺的改进, 回音壁模式的光学微腔将会很快从实验室中转向实用化的产品, 产生可观的经济效益.

致谢 邹长铃衷心感谢与肖云峰教授的讨论与合作. 感谢李聪丛博士对参考文献的核对, 感谢舒方杰博士对本文的修改意见. 本文中所有图的再版已经获得原出版单位的授权.

参考文献

- 1 Rayleigh L. The problem of the whispering gallery. *Phil Mag*, 1910, 20(120): 1001–1004
- 2 阎守胜, 甘子钊. 介观物理. 北京: 北京大学出版社, 1995. 276–287
- 3 Born M, Wolf E. *Principles of Optics*. Yang J S, Transl. Beijing: Science Press, 1978 [玻恩, 沃尔夫. 光学原理. 杨葭孙, 译. 北京: 科学出版社, 1978]
- 4 Richtmyer R D. Dielectric Resonators. *J Appl Phys*, 1939, 10(6): 391–398
- 5 Mie G. Beiträge zur optik trüber medien, speziell kolloidaler metallösungen. *Ann Phys (Leipzig)*, 1908, 330: 377–445
- 6 Garrett C G B, Kaiser W, Bond W L. Stimulated emission into optical whispering modes of spheres. *Phys Rev*, 1961, 124(6): 1807–1809
- 7 Ashkin A, Dziedzic J M. Observation of resonances in the radiation pressure on dielectric spheres. *Phys Rev Lett*, 1977, 38(23): 1351–1354
- 8 Benner R E, Barber P W, Owen J F, et al. Observation of structure resonances in the fluorescence spectra from microspheres. *Phys Rev Lett*, 1980, 44: 475–478
- 9 Qian S X, Snow J B, Tzeng H M, et al. Lasing droplet: high-lighting the liquid-air interface by laser emission. *Science*, 1986, 231: 486–488
- 10 Qian S X, Chang R K. Multi-order Stocks emission from micrometer-sized droplets. *Phys Rev Lett*, 1986, 56: 926–929
- 11 Braginsky V B, Gorodetsky M L, Ilchenko V S. Quality factor and nonlinear properties of optical whispering-gallery modes. *Phys Lett A*, 1989, 137: 393–397
- 12 王育竹, 黎永青, 刘亚淑, 等. Nd 玻璃微球中观察到谐振腔的量子电动力学效应. *中国激光*, 1990, 19(12): 716
- 13 McCall S L, Levi A F J, Slusher R E, et al. Whispering-gallery mode microdisk lasers. *Appl Phys Lett*, 1992, 60: 289–291
- 14 Levi A F J, Slusher R E, McCall S L, et al. Room temperature operation of microdisk lasers with submilliamp threshold current. *Electron Lett*, 1992, 20: 1010–1012
- 15 Zhang B, Zhang C L, Dai L, et al. Application of semideveloping novel semiconductor microcavity lasers—microdisk lasers (in Chinese). *J Chin Electron Microscopy Soc*, 1995, 4: 301–304 [章蓓, 张存理, 戴伦, 等. 扫描电镜在研制新型的半导体微腔激光器—微盘激光器中的应用. *电子显微学报*, 1995, 4: 301–304]
- 16 Yamamoto Y, Slusher R E. Optical processes in microcavities. *Phys Tod*, 1993, 46(6): 66–73
- 17 Vahala K J. Optical microcavities. *Nature*, 2003, 424(6990): 839–846
- 18 Matsko A B, Ilchenko V S. Optical resonator with whispering gallery modes-part I: basics. *IEEE J Sel Top Quant Electron*, 2006, 12(1): 3–14
- 19 Ilchenko V S, Matsko A B. Optical resonator with whispering gallery modes-part II: Application. *IEEE J Sel Top Quant Electron*, 2006, 12(1): 15–32
- 20 Chang R K, Campillo A J. *Optical Processes in Microcavities*. Singapore: World Scientific, 1996
- 21 Vahala K J. *Optical Microcavities*. Singapore: World Scientific, 2004
- 22 Armani D K, Kippenberg T J, Spillane S M, et al. Ultra-high-Q toroid microcavity on a chip. *Nature*, 2003, 421(6926): 925–928
- 23 Moon H J, Chough Y T, An K. Cylindrical microcavity laser based on the evanescent-wave-coupled gain. *Phys Rev Lett*, 2000, 85(15): 3161–3164
- 24 Honda K, Garmire E M, Wilson K E. Characteristics of an integratedoptics ring resonator fabricated in glass. *J Lightwave Tech*, 1984, LT-2: 714–719

- 25 Chiasera A, Dumeige Y, Féron P. Spherical whispering-gallery-mode microresonators. *Laser Photon Rev*, 2009, 4: 457–482
- 26 Zou C L, Yang Y, Xiao Y F, et al. Accurately calculating high quality factor of whispering gallery modes with boundary element method. *J Opt Soc Am B*, 2009, 26: 2050–2053
- 27 Zou C L, Schwefel H G L, Sun F W, et al. Quick root searching method for resonances of dielectric optical microcavities with the boundary element method. *Opt Express*, 2011, 19: 15669–15678
- 28 Guo W H, Li W J, Huang Y Z. Computation of resonant frequencies and quality factors of cavities by FDTD technique and Pade approximation. *IEEE Microwave Wireless Compon Lett*, 2001, 11: 223–225
- 29 Dong C H, Sun F W, Zou C L, et al. High-Q silica microsphere by PMMA coating and modifying. *Appl Phys Lett*, 2010, 96: 061106
- 30 Heebner J, Grover R, Ibrahim T. *Optical microresonators: Theory, Fabrication, and Applications*. Berlin: Springer, 2008
- 31 Wu X W, Zou C L, Wei W, et al. Photoluminescence from site-selected coupling between quantum dots and microtoroid cavities. *Chin Opt Lett*, 2010, 8: 709–711
- 32 Savchenkov A A, Ilchenko V S, Matsko A B, et al. Kilohertz optical resonances in dielectric crystalcavities. *Phys Rev A*, 2004, 70: 051804
- 33 Grudinin I, Ilchenko V S, Maleki L. Ultrahigh optical Q factors of crystalline resonators in the linear regime. *Phys Rev A*, 2006, 74: 063806
- 34 Dong C H, He L, Xiao Y F, et al. Fabrication of high-Q polydimethylsiloxane optical microspheres for thermal sensing. *Appl Phys Lett*, 2009, 94: 231119
- 35 Li B B, Wang Q Y, Xiao Y F, et al. On chip, high-sensitivity thermal sensor based on high-Q polydimethylsiloxane-coated microresonator. *Appl Phys Lett*, 2010, 96: 251109
- 36 Grossmann T, Hauser M, Beck T, et al. High-Q conical polymeric microcavities. *Appl Phys Lett*, 2010, 96: 013303
- 37 Xiao Y F, Zou C L, Xue P, et al. Quantum electrodynamics in a whispering gallery microcavity coated with a polymer nanolayer. *Phys Rev A*, 2010, 81: 053807
- 38 Chao C Y, Guo L J. Polymer microring resonators fabricated by nanoimprint technique. *J Vac Sci Technol B*, 2002, 20(6): 2862–2866
- 39 Cai M, Painter O, Vahala K J. Observation of critical coupling in a fiber taper to silica-microsphere whispering gallery mode system. *Phys Rev Lett*, 2000, 85(1): 74–77
- 40 Little B E, Chu S T, Haus H A, et al. Microring resonator channel dropping filters. *IEEE J Lightwave Technol*, 1997, 15: 998–1005
- 41 Gorodetsky M L, Ilchenko V S. High-Q optical whispering-gallery microresonators: precession approach for spherical mode analysis and emission patterns with prism couplers. *Opt Commun*, 1995, 113(1-3): 133–143
- 42 Yariv A. Universal relations for coupling of optical power between microresonators and dielectric waveguides. *Electron Lett*, 2002, 36: 321–322
- 43 Wall D F, Milburn G J. *Quantum Optics*. Berlin: Springer, 1995
- 44 Zou C L, Yang Y, Dong C H, et al. Taper-microsphere coupling with numerical calculation of coupled-mode theory. *J Opt Soc Am B*, 2008, 25: 1895–1898
- 45 Wu X W, Zou C L, Cui J M, et al. Mode coupling strength in a fiber taper coupled microsphere cavity. *J Phys B*, 2009, 42: 085401
- 46 Dong C H, Zou C L, Xiao Y F, et al. Modified transmission spectrum induced by two-mode interference in a single silica microsphere. *J Phys B*, 2009, 42: 215401
- 47 Li B B, Xiao Y F, Zou C L, et al. Experimental observation of Fano resonance in a single whispering-gallery microresonator. *Appl Phys Lett*, 2011, 98: 021116
- 48 Dong C H, Zou C L, Cui J M, et al. Ringing phenomenon in silica microspheres. *Chin Opt Lett*, 2009, 7: 299–301
- 49 Yan Y Z, Zou C L, Yan S B, et al. Packaged silica microsphere-taper coupling system for robust thermal sensing application. *Opt Express*, 2011, 19: 5753–5759
- 50 Yan Y Z, Zou C L, Yan S B, et al. Spot-Package of the microsphere-taper coupling system for In-line sensors. *Photon Technol Lett*, 2011, 23: 1736–1738
- 51 Yang Y D, Wang S J, Huang Y Z. Investigation of mode coupling in a microdisk resonator for realizing directional emission. *Opt Express*, 2009, 17: 23010–23015
- 52 Wang S J, Lin J D, Huang Y Z, et al. AlGaInAs-InP microcylinder lasers connected with an output waveguide. *IEEE Photon Technol Lett*, 2010, 22: 1349–1351
- 53 Shu F J, Zou C L, Sun F W. The perpendicular coupler for whispering-gallery resonators. *Opt Lett*, 2012, 37: 3123–3125
- 54 Nöckel J U, Stone A D. Ray and wave chaos in asymmetric resonant optical cavities. *Nature*, 1997, 385(6611): 45–47
- 55 Gmachl C, Capasso F, Narimanov E E, et al. High-power directional emission from microlasers with chaotic resonators. *Science*, 1998, 280(5369): 1556–1564
- 56 Stockmann H J. *Quantum Chaos an Introduction*. Cambridge: Cambridge University Press, 1999
- 57 Schwefel H G L, Tureci H E, Stone A D, et al. Progress in Asymmetric Resonant Cavities: Using shape as a Design Parameter in Dielectric

- Microcavity Lasers. Optical Processes in Microcavities. Singapore: World Scientific, 2003
- 58 Xiao Y F, Zou C L, Dong C H, et al. Asymmetric resonant cavities and their applications in optics and photonics: A Review Front Optoelectron China, 2010, 3(2): 109–124
- 59 Lacey S, Wang H, Foster D H, et al. Directional tunneling escape from nearly spherical optical resonators. Phys Rev Lett, 2003, 91(3): 033902
- 60 Xiao Y F, Dong C H, Han Z F, et al. Directional escape from a high-Q deformed microsphere induced by short CO₂ laser pulses. Opt Lett, 2007, 32(6): 644–646
- 61 Shinohara S, Hentchel M, Wiersig J, et al. Ray-wave correspondence in limaçon-shaped semiconductor microcavities. Phys Rev A, 2009, 80(3): R031801
- 62 Shu F J, Zou C L, Sun F W, et al. Mechanism of directional emission from a peanut-shaped microcavity. Phys Rev A, 2011, 83: 053835
- 63 Shang L, Liu L Y, Xu L. Highly collimated laser emission from a peanut-shaped microcavity. Appl Phys Lett, 2008, 92: 071111
- 64 Xiao Y F, Dong C H, Zou C L, et al. Low-threshold microlaser in a high-Q asymmetrical microcavity. Opt Lett, 2009, 34(4): 509–511
- 65 Zou C L, Sun F W, Dong C H, et al. Mechanism of Unidirectional emission of Ultrahigh Q whispering gallery mode in microcavities. arXiv: 0908.3531
- 66 Song Q H, Ge L, Redding B, et al. Channeling chaotic rays into waveguides for efficient collection of microcavity emission. Phys Rev Lett, 2012, 108: 243902
- 67 Rokhsari H, Vahala K J. Ultralow Loss, high Q , four port resonant couplers for quantum optics and photonics. Phys Rev Lett, 2004, 92: 253905
- 68 Tazawa H, Steier W H. Bandwidth of linearized ring resonator assisted Mach–Zehnder modulator. IEEE Photon Technol Lett, 2005, 17: 1851–1853
- 69 Xiao X, Xu H, Li X, et al. 25 Gbit/s silicon microring modulator based on misalignment-tolerant interleaved PN junctions. Opt Express, 2012, 20: 2507–2515
- 70 Chu S T, Little B E, Pan W, et al. An eightchannel add–drop filter using vertically coupled microring resonators over a cross grid. IEEE Photon Technol Lett, 1999, 11: 691–693
- 71 Little B E, Chu S T, Pan W, et al. Microring resonator arrays for VLSI photonics. IEEE Photon Technol Lett, 2000, 12: 323–325
- 72 Yanik M F, Fan S. Stopping light all optically. Phys Rev Lett, 2004, 92: 083901
- 73 Yariv A, Yong X, Lee R K, et al. Coupled-resonator optical waveguide: A proposal and analysis. Opt Lett, 1999, 24: 711–713
- 74 Xia F, Sekaric L, Vlasov Y. Ultracompact optical buffers on a silicon chip. Nat Photon, 2007, 1: 65–71
- 75 Mookherjee S, Park J S, Yang S H, et al. Localization in silicon nanophotonics low-light waveguides. Nat Photon, 2008, 2: 90–93
- 76 Hafezi M, Demler E A, Lukin M D, et al. Robust optical delay lines via topological protection. Nat Phys, 2011, 7: 907–912
- 77 Vollmer F, Arnold S. Whispering-gallery-mode biosensing: label-free detection down to single molecules. Nat Methods, 2008, 5: 591–596
- 78 Vollmer F, Braun D, Libchaber A, et al. Protein detection by optical shift of a resonant microcavity. Appl Phys Lett, 2002, 80: 4057–4059
- 79 Arnold S, Khoshima M, Teraoka I, et al. Shift of whispering-gallery modes in microspheres by protein adsorption. Opt Lett, 2003, 28: 272–274
- 80 Vollmer F, Arnold S, Keng D. Single virus detection from the reactive shift of a whispering-gallery mode. Proc Natl Acad Sci USA, 2008, 105: 20701–20704
- 81 Lu T, Lee H, Chen T, et al. High sensitivity nanoparticle detection using optical microcavities. Proc Natl Acad Sci USA, 2008, 108: 5976–5979
- 82 Zhu J, Ozdemir S K, Xiao Y F, et al. On-chip single nanoparticle detection and sizing by mode splitting in an ultrahigh-Q microresonator. Nat Photon, 2009, 4: 46–50
- 83 He L, Ozdemir S K, Zhu J, et al. Detecting single viruses and nanoparticles using whispering gallery microlasers. Nat Nano, 2011, 6: 428–452
- 84 Ioppolo T, Otugen V. Pressure tuning of whispering gallery mode resonators. J Opt Soc Am B, 2007, 24: 2721–2726
- 85 Sandoghdar V, Treussart F, Hare J, et al. Very low threshold whispering-gallery-mode microsphere laser. Phys Rev A, 1996, 54: 1777–1780
- 86 Cai M, Painter O, Vahala K J, et al. Fiber-coupled microsphere laser. Opt Lett, 2000, 25: 1430–1432
- 87 Peng X, Song F, Jiang S B, et al. Fiber-taper-coupled L-band Er³⁺-doped tellurite glass microsphere laser. Appl Phys Lett, 2003, 82: 1497–1499
- 88 Klitzing W, Jahier E, Long R, et al. Very low threshold lasing in Er³⁺ doped ZBLAN microsphere. Electron Lett, 1999, 35: 1745–1746
- 89 Lu T, Yan L, Loon R V A, et al. On-chip green silica upconversion microlaser. Opt Lett, 2009, 34: 482–484
- 90 Yang L, Lu T, Carmon T, et al. A narrow fundamental linewidth Er doped laser source on silicon. Phys Rev Lett, in press
- 91 Ostby E P, Yang L, Vahala K J. Ultralow-threshold Yb₃₊:SiO₂ glass laser fabricated by the sol-gel process. Opt Lett, 2007, 32: 2650–2652

- 92 Dong C H, Xiao Y F, Han Z F, et al. Low-threshold microlaser in Er:Yb phosphate glass coated microsphere. *IEEE Photon Tech Lett*, 2008, 20: 342–344
- 93 Dong C H, Yang Y, Shen Y L, et al. Observation microlaser with Er-doped phosphate glass coated microsphere pumped by 780 nm. *Opt Commun*, 2010, 283: 5117–5120
- 94 Li H, Shang L, Tu X, et al. Coupling variation induced ultra sensitive label-free biosensing by using single mode coupled microcavity laser. *J Am Chem Soc*, 2009, 131: 16612–16613
- 95 Shopova S I, Farca G, Rosenberger A T, et al. Microsphere whispering-gallery-mode laser using HgTe quantum dots. *Appl Phys Lett*, 2004, 85: 6101–6103
- 96 Chang S, Rex N B, Chang R K, et al. Stimulated emission and lasing in whispering-gallery modes of GaN microdisk cavities. *Appl Phys Lett*, 1999, 75: 166–168
- 97 Tamboli A C, Haberer E D, Sharma R, et al. Room-temperature continuous-wave lasing in GaN/InGaN microdisks. *Nat Photon*, 2007, 1: 61–64
- 98 Nomura M, Kumagai N, Iwamoto S, et al. Laser oscillation in a strongly coupled single-quantum-dot-nanocavity system. *Nat Phys*, 2010, 6: 279–283
- 99 Knight J C, Driver H S T, Hutcheon R J, et al. Core resonance capillary fiber whispering gallery mode laser. *Opt Lett*, 1992, 17: 1280–1282
- 100 Shopova S I, Zhou H, Fan X, et al. Optofluidic ring resonator based dye laser. *Appl Phys Lett*, 2007, 90: 221101
- 101 Kippenberg T J. Nonlinear optics in ultra-high-Q whispering-gallery optical microcavities. Dissertation for the Doctoral Degree. Pasadena, California: California Institute of Technology, 2004
- 102 Spillane S M, Kippenberg T J, Vahala K J. Ultralow-threshold raman laser using a spherical dielectric microcavity. *Nature*, 2002, 415(6872): 621–623
- 103 Kippenberg T J, Spillane S M, Armani D K, et al. Ultralow-threshold microcavity raman laser on a microelectronic chip. *Opt Lett*, 2004, 29(11): 1224–1226
- 104 Grudinin I S, Matsko A B, Maleki L. Brillouin lasing with a CaF₂ whispering gallery mode resonator. *Phys Rev Lett*, 2009, 102(4): 043902
- 105 Bahl G, Zehnpfennig J, Tomes M, et al. Stimulated optomechanical excitation of surface acoustic waves in a microdevice. *Nat Commun*, 2011, 2: 403
- 106 Kippenberg T J, Spillane S M, Vahala K J. Kerr-nonlinearity optical parametric oscillation in an ultrahigh-Q toroid microcavity. *Phys Rev Lett*, 2004, 93(8): 083904
- 107 Haye P D, Schliesser A, Arcizet O, et al. Optical frequency comb generation from a monolithic microresonator. *Nature*, 2007, 450(7173): 1214–1217
- 108 Carmon T, Vahala K J. Visible continuous emission from a silica microphotonic device by third-harmonic generation. *Nat Phys*, 2007, 3(6): 430–435
- 109 Armani D, Min B, Martin A, et al. Electrical thermo-optic tuning of ultrahigh-Q microtoroid resonators. *Appl Phys Lett*, 2004, 85(22): 5439–5441
- 110 He L, Xiao Y F, Dong C, et al. Compensation of thermal refraction effect in high-Q toroidal microresonator by polydimethylsiloxane coating. *Appl Phys Lett*, 2008, 93(20): 201102
- 111 Ilchenko V S, Savchenkov A A, Matsko A B, et al. Nonlinear optics and crystalline whispering gallery mode cavities. *Phys Rev Lett*, 2004, 92(4): 043903
- 112 Fürst J U, Strelakov D V, Elser D, et al. Naturally phase-matched second-harmonic generation in a whispering-gallery-mode resonator. *Phys Rev Lett*, 2010, 104: 153901
- 113 Reid M D, Drummond P D. Quantum correlations of phase in nondegenerate parametric oscillation. *Phys Rev Lett*, 1988, 60(26): 2731–2733
- 114 Haroche S, Kleppner D. Cavity quantum electrodynamics. *Phys Tod*, 1989, 42(1): 24–30
- 115 Jaynes E T, Cummings F W. Comparison of quantum and semiclassical radiation theories with application to the beam maser. *Proc IEEE* 1963, 51: 89–109
- 116 Purcell E M. Spontaneous emission probabilities at radio frequencies. *Phys Rev*, 1946, 69: 681
- 117 Carmichael H J. Photon antibunching and squeezing for a single atom in a resonant cavity. *Phys Rev Lett*, 1985, 55: 2790–2793
- 118 Michler P, Kiraz A, Becher C, et al. A quantum dot single photon turnstile device. *Science*, 2000, 290: 2282–2285
- 119 Kuhn A, Junggren D. Cavity-based single-photon source. *Contemp Phys*, 2010, 51: 289–313
- 120 Faraon A, Barclay P E, Santori C, et al. Resonant enhancement of the zero-phonon emission from a colour center in a diamond cavity. *Nat Photon*, 2011, 5: 301–305
- 121 Kimble H J. Strong interactions of single atoms and photons in cavity QED. *Physica Scripta*, 1998, 76: 127–137
- 122 Turchette Q A, Hood C J, Lange W, et al. Measurement of conditional phase shifts for quantum logic. *Phys Rev Lett*, 1995, 75: 4710–4713
- 123 Guerlin C, Bernu J, Deléglise S, et al. Progressive field-state collapse and quantum non-demolition photon counting. *Nature*, 2007, 448:

889–893

- 124 Rauschenbeutel A, Nogues G, Osnaghi S, et al. Step-by-step engineered multiparticle entanglement. *Science*, 2000, 288: 2024–2028
- 125 Kimble H J. The Quantum Internet. *Nature*, 2008, 453: 1023–1030
- 126 Peter E, Senellart P, Martrou D, et al. Exciton-photon strong-coupling regime for a single quantum dot embedded in a microcavity. *Phys Rev Lett*, 2005, 95: 067401
- 127 Aoki T, Dayan B, Wilcut E, et al. Observation of strong coupling between one atom and a monolithic microresonator. *Nature*, 2006, 443: 671–674
- 128 Dayan B, Parkins M D, Aoki T, et al. A photon turnstile dynamically regulated by one atom. *Science*, 2008, 319: 1062–1065
- 129 Aoki T, Parkins A S, Alton D J, et al. Efficient routing of single photons by one atom and a microtoroidal cavity. *Phys Rev Lett*, 2009, 102: 083601
- 130 Srinivasan K, Painter O. Linear and nonlinear optical spectroscopy of a strongly coupled microdisk-quantum dot system. *Nature*, 2007, 450(7171): 862–865
- 131 Xiao Y F, Lin X, Gao J, et al. Realizing quantum controlled phase flip through cavity QED. *Phys Rev A*, 2004, 70(4): 042314
- 132 Xiao Y F, Han Z F, Guo G C. Quantum computation without strict strong coupling on a silicon chip. *Phys Rev A*, 2006, 73: 052324
- 133 Hartmann M J, Brandão F G S L, Plenio M B. Strongly interacting polaritons in coupled arrays of cavities. *Nat Phys*, 2006, 2: 849–855
- 134 Buluta I, Nori F. Quantum simulators. *Science*, 2009, 326: 108–111
- 135 Hansch W, Schawlow A L. Cooling of gases by laser radiation. *Opt Commun*, 1975, 13: 68–69
- 136 Wineland D, Dehmelt H. Proposed 10^{14} delta ϵ less than ϵ laser fluorescence spectroscopy on t^{1+} mono-ion oscillator iii. *Bull Am Phys Soc*, 1975, 20: 637
- 137 Ashkin A. Acceleration and trapping of particles by radiation pressure. *Phys Rev Lett*, 1970, 24: 156–159
- 138 Braginskii V B, Manukin A B. Ponderomotive effects of electromagnetic radiation. *Sov Phys JETP Lett*, 1967, 25(4): 653
- 139 Braginsky V B, Strigin S E, Vyatchanin V P. Parametric oscillatory instability in Fabry-Perot interferometer. *Phys Lett A*, 2001, 287(5-6): 331–338
- 140 Kippenberg T J, Rokhsari H, Carmon T, et al. Analysis of radiation-pressure induced mechanical oscillation of an optical microcavity. *Phys Rev Lett*, 2005, 95: 033901
- 141 Rokhsari H, Kippenberg T J, Carmon T, et al. Radiation-pressure-driven micro-mechanical oscillator. *Opt Express*, 2005, 13: 5293–5301
- 142 Ma R, Schliesser A, Del'Haye P, et al. Radiation-pressure-driven vibrational modes in ultrahigh-Q silica microspheres. *Opt Lett*, 2007, 32: 2200–2202
- 143 Ding L, Baker C, Senellart P, et al. High frequency GaAs nano-optomechanical disk resonator. *Phys Rev Lett*, 2010, 105: 263903
- 144 Kippenberg T J, Vahala K J. Cavity optomechanics: Back-action at the mesoscale. *Science*, 2008, 321: 1172–1177
- 145 Schliesser A, Kippenberg T J. Cavity optomechanics with whispering-gallery mode optical micro-resonators. *Adv At Mol Opt Phys*, 2010, 58: 207–323
- 146 Vitali D, Gigan S, Ferreira A, et al. Optomechanical entanglement between a movable mirror and a cavity field. *Phys Rev Lett*, 2007, 98: 030405
- 147 Wilson-Rae I, Nooshi N, Zwerger W, et al. Theory of ground state cooling of a mechanical oscillator using dynamical backaction. *Phys Rev Lett*, 2007, 99: 093901
- 148 Zou C L, Zou X B, Sun F W, et al. Room-temperature steady-state optomechanics entanglement on a chip. *Phys Rev A*, 2011, 84: 032317
- 149 Schliesser A, Riviere R, Anetsberger G, et al. Resolved-sideband cooling of a micromechanical oscillator. *Nat Phys*, 2008, 4: 415–419
- 150 Schliesser A, Arcizet O, Rivière R, et al. Resolved-sideband cooling and position measurement of a micromechanical oscillator close to the Heisenberg uncertainty limit. *Nat Phys*, 2009, 5: 509–514
- 151 Park Y S, Wang H. Resolved-sideband and cryogenic cooling of an optomechanical resonator. *Nat Phys*, 2009, 5: 489–493
- 152 Verhagen E, Deléglise S, Weis S, et al. Quantum-coherent coupling of a mechanical oscillator to an optical cavity mode. *Nature*, 2012, 482: 63–67
- 153 Regal C A, Lehnert K W. From cavity electromechanics to cavity optomechanics. *J Phys Conf Ser*, 2011, 264: 012025
- 154 Stannigel K, Rabl P, Sørensen A S, et al. Optomechanical transducers for long-distance quantum communication. *Phys Rev Lett*, 2011, 105: 220501
- 155 Safavi-Naeini A H, Painter O. Proposal for an optomechanical traveling wave phonon–photon translator. *New J Phys*, 2011, 13: 013017
- 156 Fiore V, Yang Y, Kuzyk M C, et al. Storing optical information as a mechanical excitation in a silica optomechanical resonator. *Phys Rev Lett*, 2011, 107: 133601
- 157 Xiao Y F, Zou C L, Li B B, et al. High-Q exterior whispering-gallery modes in a metal-coated microresonator. *Phys Rev Lett*, 2010, 105: 153902

Whispering gallery mode optical microresonators: fundamentals and applications

ZOU ChangLing, DONG ChunHua, CUI JinMin, SUN FangWen^{*}, YANG Yong,
WU XiaoWei, HAN ZhengFu & GUO GuangCan

Key Lab of Quantum Information, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China

Whispering Gallery mode micro-resonators have been widely applied in laser, bio-sensor and quantum physics experiments. This review will give an introduction to the basic properties and principles of those cavities. Also, the coupling with outer light is present. Based on recent worldwide progresses and research in University of Science and Technology of China, we introduced the detailed applications in modern scientific research with Whispering Gallery mode micro-resonators.

Whispering Gallery mode micro-resonators, integrated optics, quantum optics

PACS: 42.60.Da, 42.82.-m, 42.50.Pq, 42.55.Sa, 07.10.Cm, 07.07.Df

doi: 10.1360/132012-602