

一种新型光学微腔的理论分析

谷红明 黄永清 王欢欢 武刚 段晓峰 刘凯 任晓敏

Theoretical analysis of new optical microcavity

Gu Hong-Ming Huang Yong-Qing Wang Huan-Huan Wu Gang Duan Xiao-Feng Liu Kai Ren Xiao-Min

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 144201 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20180067

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180067>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I14>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[基于合金介电常数的可控特性增强光子自旋霍尔效应](#)

Enhanced photonic spin Hall effect due to controllable permittivity of alloy film

物理学报.2018, 67(6): 064201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20171824>

[清水出彩虹](#)

Coherent rainbows come from liquids

物理学报.2018, 67(3): 034205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.034205>

[偏振双向衰减对光学成像系统像质影响的矢量平面波谱理论分析](#)

Analysis of the influence of diattenuation on optical imaging system by using the theory of vector plane wave spectrum

物理学报.2017, 66(8): 084202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.084202>

[一种含时贝塞尔光束的理论性质研究](#)

Theoretical investigation on a kind of time-dependent Bessel beam

物理学报.2016, 65(14): 144201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.144201>

[角向偏振无衍射光束的传输特性及其偏振态研究](#)

Polarization and propagation characteristics of the azimuthally polarized non-diffracting beam

物理学报.2015, 64(6): 064201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.064201>

## 一种新型光学微腔的理论分析\*

谷红明 黄永清<sup>†</sup> 王欢欢 武刚 段晓峰 刘凯 任晓敏

(北京邮电大学, 信息光子学与光通信国家重点实验室, 北京 100876)

(2018年1月10日收到; 2018年3月21日收到修改稿)

应用波动光学理论, 分析了一种新型锥顶柱状光学微腔的本征模式, 得到了谐振腔的谐振波长表达式. 在谐振波长 1550 nm 附近进行了设计与仿真优化, 优化结果显示新型谐振腔与传统平行腔相比, 在腔长为 4512.5 nm, 直径为 3134.4 nm 时, 其品质因数可以提高 22.4%, 达到了 49928.5, 同时谐振腔的有效模式体积减小了 47.8%.

**关键词:** 光学微腔, 微腔模式, 品质因数, 模式体积

**PACS:** 42.25.-p, 42.15.-i, 42.50.Pq

**DOI:** 10.7498/aps.67.20180067

## 1 引言

随着激光技术的不断发展, 高品质因数 ( $Q$ ) 光学微腔受到了广泛关注, 其应用不仅适用于传统光学领域, 在量子信息和集成光电子芯片方面更是有着广阔的应用前景<sup>[1]</sup>. 单光子源是量子通信系统中的关键性器件, 其可以通过量子点与光学微腔强耦合的方式得到. 高  $Q$  值与小模式体积光学微腔的 Purcell 效应因子<sup>[2]</sup>较大, 可以实现量子点与光学微腔的强耦合.

光学微腔结构多种多样, 法布里-珀罗 (F-P) 型微腔是光学微腔的一种, 其由两个平行放置的高反射镜组成, 结构较为简单, 在光学滤波器<sup>[3]</sup>、谐振腔增强型 (RCE) 光探测器等<sup>[4]</sup>光电子器件中已经得到了较为广泛的应用. 柱状 F-P 型微腔有着较小的模式体积, 可以应用于电抽运单光子发射<sup>[5]</sup>. 1999 年, Yamamoto 研究组的 Kim 等<sup>[6]</sup>采用柱状 F-P 型微腔, 在温度 50 mK 下, 首先实现了 GaAs/AlGaAs 量子阱三明治结构的单光子发射. 近年来, 国内在单光子发射方面也取得了较大进展. 2013 年, 陆朝阳等<sup>[7]</sup>利用顶部 5 周期与底部

24 周期分布布拉格反射镜 (DBR) 结构的柱状微腔, 提高了共振荧光的收集效率, 实现了近似不可区分全同单光子源, 其测量得到光子的相似度为 0.97. 为了提高 F-P 型柱状微腔的  $Q$  值, 科研人员进行了深入研究. 2005 年, Forchel 研究组 Löffler 等<sup>[8]</sup>在 960 nm 附近谐振波长处, 实现了直径为 4  $\mu\text{m}$ ,  $Q$  值高达 27700 的微柱. 2007 年, Strauf 等<sup>[9]</sup>采用预插入铝氧化物层的方法, 对大尺寸 DBR 谐振腔进行挖孔, 利用该孔洞对 DBR 中光场的限制, 减少了普通柱状微腔表面的散射损耗, 从而形成了高  $Q$  值 ( $Q = 50000$ ) 的微腔. 与微盘谐振腔<sup>[10-12]</sup>类似, 在 F-P 型柱状微腔中引入回音壁模式 (WGMs) 也可以增加柱状光学微腔的  $Q$  值, 2012 年, Albert 等<sup>[13]</sup>采用直径为 4.5  $\mu\text{m}$ , 品质因数为 40000 的柱状微腔实现了量子点激光器 WGMs 的定向激射.

本文设计了一种新型非平行的锥顶柱状光学微腔, 其结构特点是谐振腔顶部为锥面反射镜, 底部为平面反射镜, 顶部反射镜与底部反射镜之间构成腔体. 理论分析表明, 这种结构的光学谐振腔能够产生稳定的振荡, 且能将光场有效地控制在腔内较窄的区域从而增加谐振腔的  $Q$  值并减小谐振腔的模式体积. 本文分析了此种新型谐振腔的本征模

\* 国家自然科学基金 (批准号: 61574019, 61674018, 61674020) 和信息光子学与光通信国家重点实验室自主课题 (批准号: IPOC2017ZZ01) 资助的课题.

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: yqhuang@bupt.edu.cn

式, 采用 COMSOL 软件对腔体结构进行了仿真, 仿真结果显示此种谐振腔与同等尺寸的 F-P 型微腔相比具有较高的  $Q$  值与较小的模式体积.

## 2 锥顶柱状谐振腔结构与基本原理

### 2.1 锥顶柱状谐振腔结构

图 1 为新型锥顶柱状谐振腔结构示意图及其轴线剖面图, 由图 1 可见, 新型谐振腔底镜是高反平面镜, 记为  $M_1$ ; 顶镜为高反锥面镜, 记为  $M_2$ ; 圆锥底角为  $\alpha$ ; 腔长为  $H$ ; 腔内填充介质的折射率为  $n_1$ ; 腔外介质的折射率为  $n_2$ .

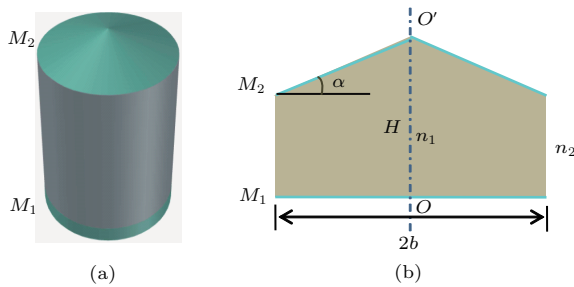


图 1 (a) 新型谐振腔结构示意图和 (b) 轴线剖面图  
Fig. 1. (a) Schematic of a new asymmetric resonator structure and (b) resonator axial section.

### 2.2 锥顶柱状谐振腔谐振的基本原理

图 2 为新型谐振腔内光线传播示意图, 图中  $A$  点处垂直于底部反射镜的入射光线  $\vec{AB}$  经路径  $AB-BC-CD-DE$  (红色箭头所示), 在顶部反射镜与底部反射镜各发生两次反射之后, 再经  $ED-DC-CB-BA$  到达  $A$  点; 类似地, 任选一条由底部入射的光线 (蓝色实线) 在顶部反射镜的左侧和右侧各反射一次之后, 垂直入射到底部反射镜, 再由原路返回至初始位置, 容易证明蓝色和红色实线所示的光束在折射率为  $n_1$  的腔体中往返的总路

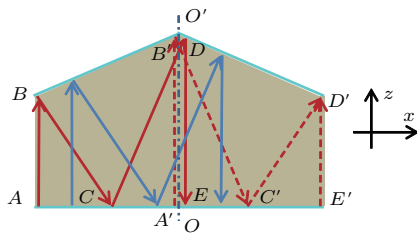


图 2 谐振腔内光线传播示意图  
Fig. 2. Schematic of light propagation in the resonant cavity.

程  $L_0$  是相等的, 均为  $L_0 = 8H \cos^2 \alpha$ . 因此, 由反射镜  $M_1$  与  $M_2$  构成的腔体可以形成稳定的谐振. 红色虚线所示为光线在顶部反射镜左侧和右侧各有一个交点的极限情况. 经几何证明, 线段  $\overline{AA'}$  可取得的最大值为  $2H \sin(2\alpha)$ , 此时  $A'$  点与  $E$  点重合于  $O$  点, 令其为圆柱底面的半径, 即  $b = 2H \sin(2\alpha)$ .

## 3 理论分析

图 1 (a) 所示的新型锥顶柱状谐振腔由图 1 (b) 的剖面图沿轴线旋转得到, 因此其谐振的场分布等特征与二维平面下的情况相类似.

在二维平面内谐振腔的偏振模式可以分为两类 TE 模与 TM 模, TE 模 (H 波) 非零向量为  $\mathbf{E}_y$ ,  $\mathbf{H}_x$  和  $\mathbf{H}_z$ , TM 模 (E 波) 非零向量为  $\mathbf{H}_y$ ,  $\mathbf{E}_x$  和  $\mathbf{E}_z$ . 假定腔内填充各向同性的理想介质, 其折射率为  $n_1$ , 谐振腔外围介质折射率为  $n_2$ . 将 TE 模 (TM 模) 的电场 (磁场)  $\mathbf{E}_y$  ( $\mathbf{H}_y$ ) 用  $F_y(x, z)$  表示, 则光场的波动方程为

$$\frac{\partial^2 F_y(x, z)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F_y(x, z)}{\partial z^2} + n_1^2 k_0^2 F_y(x, z) = 0, \quad (1)$$

式中  $k_0$  为真空中的传播常数. 将谐振腔中折叠传播的光线展开, 可以发现这种谐振腔可以等效为一个变形的介质矩形腔, 其条宽为  $2b$ , 等效腔长为  $L = L_0/2$ . 新型谐振腔的模式特征可以通过分析等效后的介质矩形谐振腔来得到.

介质矩形谐振腔即在介质波导的两端分别添加高反射率的反射镜, 则在自然坐标系下沿光线传输方向的模场分布的一般形式为

$$f(x', z') = f_0 \cos(k_m x') (e^{-i\beta_l z'} + e^{i\beta_l z'}), \quad (2)$$

式中  $k_m$  与  $\beta_l$  分别为横向和纵向的传播常数, 且有

$$k_m^2 + \beta_l^2 = n_1^2 k_0^2. \quad (3)$$

其横向可以看作对称的平板波导, 其模式的本征值方程为

$$k_m \cdot 2b = m\pi + 2\varphi_{12}, \quad (4)$$

式中  $m$  为等效介质腔的横模数,  $\varphi_{12}$  为边界的全反射位相角, 大小为<sup>[14]</sup>

$$2\varphi_{12}^{\text{TE}} = 2 \tan^{-1} \sqrt{\frac{N^2 - n_2^2}{n_1^2 - N^2}},$$

$$2\varphi_{12}^{\text{TM}} = 2 \tan^{-1} \left( \frac{n_1^2}{n_2^2} \right) \sqrt{\frac{N^2 - n_2^2}{n_1^2 - N^2}}, \quad (5)$$

式中  $N$  为介质的有效折射率, 当条宽远大于  $\frac{\lambda}{n}$  时,  $N \approx n_1$ , 其中  $\lambda$  为波长.

纵模方向主要受到高反射率镜的限制, 可以得到纵模的本征值方程为

$$\beta_l \cdot 2L + 2\varphi = 2\pi l, \quad (6)$$

式中  $l$  为等效介质腔的纵模数;  $2\varphi$  为光线往返一周经过反射镜时总的反射相位角. 设反射镜  $M_1, M_2$  反射相移为  $\varphi_j(\theta)$ , ( $j = 1, 2$ ), 其中  $\theta$  为入射光线与反射镜的夹角. 则总反射相位角大小为

$$2\varphi = 2[\varphi_1(0) + 2\varphi_2(\alpha)] + 2\varphi_1(2\alpha). \quad (7)$$

由 (3) 式、(4) 式与 (6) 式可得谐振腔的谐振波长为

$$\lambda_{m,l} = \frac{2\pi n_1}{\sqrt{\left(\frac{m\pi + 2\varphi_{12}}{2b}\right)^2 + \left(\frac{\pi l - \varphi}{L}\right)^2}}, \quad (8)$$

式中  $2b$  为谐振腔的宽度  $4H \sin(2\alpha)$ ;  $L$  为等效介质腔的长度  $4H \cos^2(\alpha)$ .

由 (8) 式可以看出, 谐振腔的二维剖面下谐振波长表达式的形式与理想介质矩形腔的形式相同, 因此新型锥顶柱状谐振腔可以等效为一个半径为  $b$ , 腔长为  $L$  的圆柱形谐振腔. 其谐振波长为

$$\lambda_{mnp} = \frac{2n_1}{\sqrt{\left(\frac{\xi_{mn}}{\pi b}\right)^2 + \left(\frac{l - \varphi/\pi}{L}\right)^2}}, \quad (9)$$

式中

$$\xi_{mn} = \begin{cases} \mu_{mn}, & \text{TE模,} \\ \nu_{mn}, & \text{TM模,} \end{cases}$$

其中  $\mu_{mn}$  为  $m$  阶贝塞尔函数导数的第  $n$  个根,  $\nu_{mn}$  为  $m$  阶贝塞尔函数的第  $n$  个根.

## 4 计算仿真

### 4.1 仿真结构参数

仿真时高反镜  $M_1, M_2$  采用 DBR, 反射率谱宽约为  $1 \mu\text{m}$ , 中心波长为  $\lambda_0 = 1550 \text{ nm}$ , 其由 4 对 Si/SiO<sub>2</sub> 材料薄膜 [15,16] 构成, 折射率分别为 3.47 与 1.47, 各单层膜的光学厚度分别为  $\lambda_0/4$ . 腔内的填充介质为硅, 折射率为 3.47, 即  $n_1 = 3.47$ , 腔外为空气, 折射率为 1, 即  $n_2 = 1$ . 选取谐振腔的横向与

纵向尺寸均在微米量级, 此时横向界面对谐振腔有较强的限制作用, 因此  $2\varphi_{12} = \pi$ . 沿光传播方向的反射相移, 可以由矩阵光学的方法来计算, 令 DBR 的等效光学导纳  $\gamma = a(\theta) + ib(\theta)$ , 于是当衬底的光学导纳为实数, 即衬底对入射光无吸收时, DBR 反射镜的  $M_1, M_2$  的反射相移 [17] 为

$$\varphi_j(\theta) = \frac{-2b(\theta)\eta_0}{\eta_0^2 - a^2(\theta) - b^2(\theta)}, \quad j = 1, 2. \quad (10)$$

式中  $\eta_0$  为斜入射时入射介质的光学导纳. 对于  $\lambda_0/4$  无吸收材料的光学薄膜, 波长  $\lambda_0$  处的等效导纳为实数, 由 (10) 式可以计算出, 在波长  $\lambda_0$  处  $\varphi_j(\theta) = 0$ . 在波长  $\lambda_0$  附近谐振时, 可以忽略 DBR 反射相移的影响, 从而 (8) 式可以简化为

$$\lambda_{m,l} = \frac{2n_1}{\sqrt{\left(\frac{m+1}{2b}\right)^2 + \left(\frac{l}{L}\right)^2}}. \quad (11)$$

因此, 要使谐振腔在中心波长处谐振, 则简化后的腔长表达式为

$$H = \frac{2n_1}{\sqrt{\left(\frac{m+1}{4\lambda_{m,l} \sin(2\alpha)}\right)^2 + \left(\frac{l}{4\lambda_{m,l} \cos^2 \alpha}\right)^2}}. \quad (12)$$

取  $m = 0, l = 80, \alpha = 3^\circ$ , 当谐振腔在波长  $\lambda_0$  处谐振, 即  $\lambda_{m,l} = \lambda_0$  时, 通过 (12) 式可以计算出腔长  $H = 4510.9 \text{ nm}$ ,  $2b = 1886.1 \text{ nm}$ . 同理, 可以计算出不同倾角  $\alpha$  时, 谐振腔的结构参数如表 1 所列.

表 1 不同倾角下谐振腔的结构参数

Table 1. Structural parameters of resonators with different angles.

$\lambda/\text{nm}$	$\alpha/(\text{^\circ})$	$H/\text{nm}$	$2b/\text{nm}$
1550	2	4543.4	1267.8
1550	3	4510.9	1886.1
1550	4	4506.6	2508.8
1550	5	4512.5	3134.4
1550	6	4524.2	3762.6
1550	7	4540.1	4393.4

### 4.2 仿真结果

#### 4.2.1 宽谱扫描

对角度为  $3^\circ$  的仿真结构进行了宽谱扫描, 扫描的能量谱如图 3 所示.

谐振腔  $Q$  值的计算公式为

$$Q = f_0/\Delta f, \quad (13)$$

式中  $f_0$  为谐振中心波长;  $\Delta f$  为谐振峰的半高全宽 (FWHM). 通过 (13) 式计算 TE 偏振下, 倾角为  $3^\circ$  谐振腔的  $Q$  值如表 2 所列.

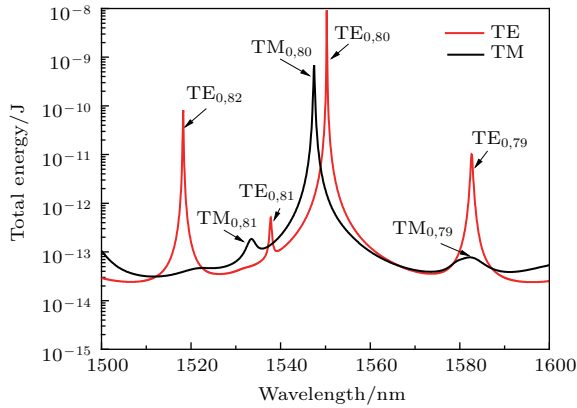


图 3 不同入射波长时谐振腔的能量谱 ( $\alpha = 3^\circ$ )  
Fig. 3. Energy spectra of resonators with different incident wavelengths ( $\alpha = 3^\circ$ ).

表 2 倾角为  $3^\circ$  时, TE 偏振光下谐振腔的  $Q$  值  
Table 2.  $Q$  values of asymmetric resonator under TE polarized light at an angle of  $3^\circ$ .

Mode	Calculate resonant wavelength $\lambda/\text{nm}$	Simulation resonant wavelength $\lambda'/\text{nm}$	$Q$
TE0, 79	1569.4	1582.8	3103.3
TE0, 80	1550.0	1550.3	24605.4
TE0, 81	1531.1	1537.8	2847.7
TE0, 82	1512.7	1518.0	10767.6

#### 4.2.2 不同角度 $\alpha$ 下的扫描

对于谐振波长为 1550 nm 的  $\text{TE}_{0,80}$  谐振模式, 通过改变顶镜圆锥底角  $\alpha$  ( $\alpha = 2^\circ, 3^\circ, 4^\circ, 5^\circ, 6^\circ, 7^\circ$ ), 探究了顶镜倾角变化对谐振腔  $Q$  值的影响. 图 4 为不同圆锥底角下谐振腔  $\text{TE}_{0,80}$  模的谐振能量谱. 图 5 为  $\text{TE}_{0,80}$  谐振模式的  $Q$  值随圆锥底角  $\alpha$  变化的折线图.

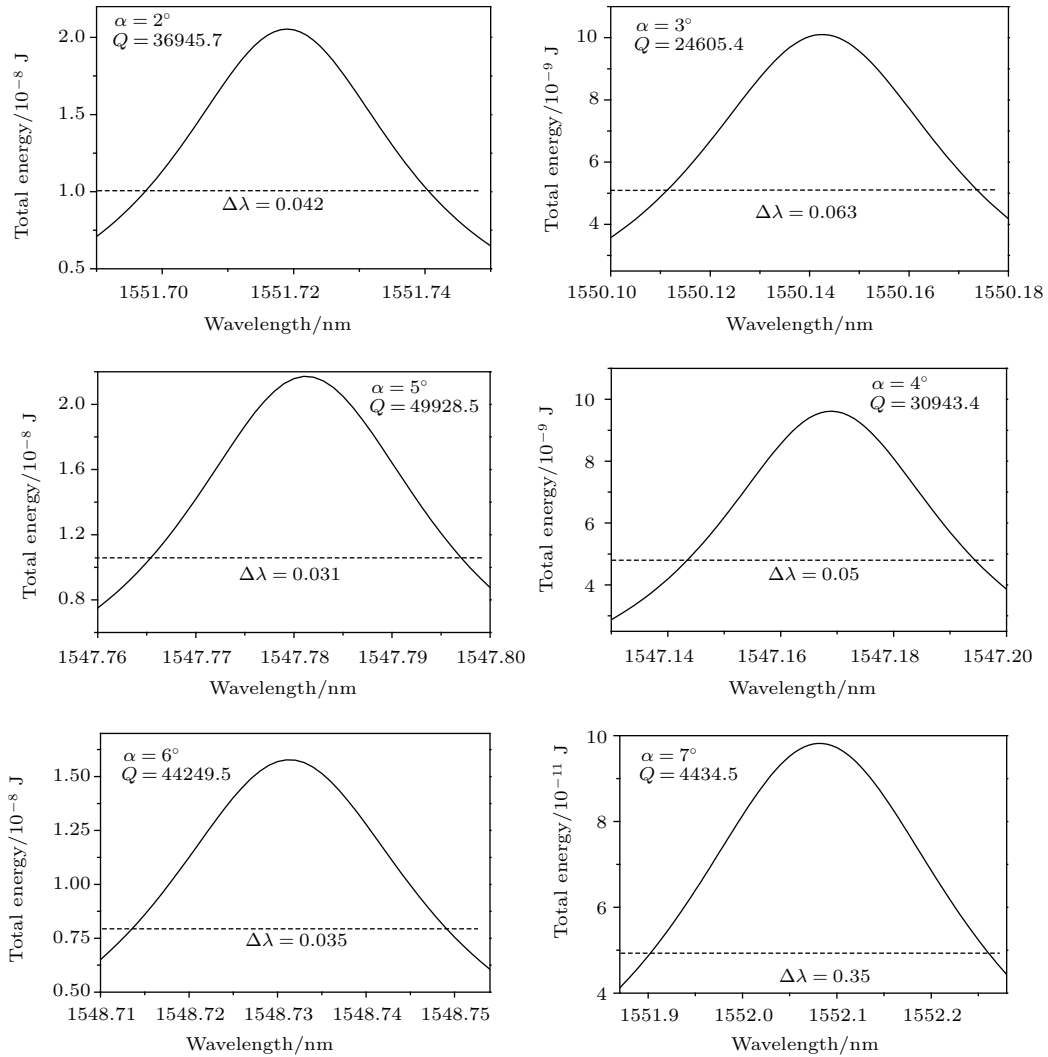


图 4 不同圆锥底角下谐振腔  $\text{TE}_{0,80}$  模的谐振能量谱  
Fig. 4. Resonance energy spectra of  $\text{TE}_{0,80}$  mode in different cavity with different angle.

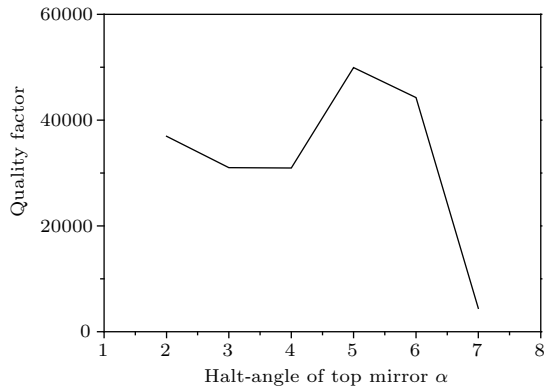


图5 TE<sub>0,80</sub> 谐振模式的  $Q$  值随顶镜圆锥底角的变化  
Fig. 5.  $Q$  value of TE<sub>0,80</sub> mode changes with the cone bottom angle.

### 4.2.3 有效模式体积与场分布

有效模式体积是微型谐振腔的重要参数之一。有效模式体积的定义为

$$V_{\text{eff}} = \frac{\int \varepsilon(r)|E(r)|^2 d^3r}{\varepsilon(r)|E(r)|_{\text{max}}^2}, \quad (14)$$

式中  $\varepsilon(r)$  为介电常数;  $E(r)$  为腔内光场的电场分布。

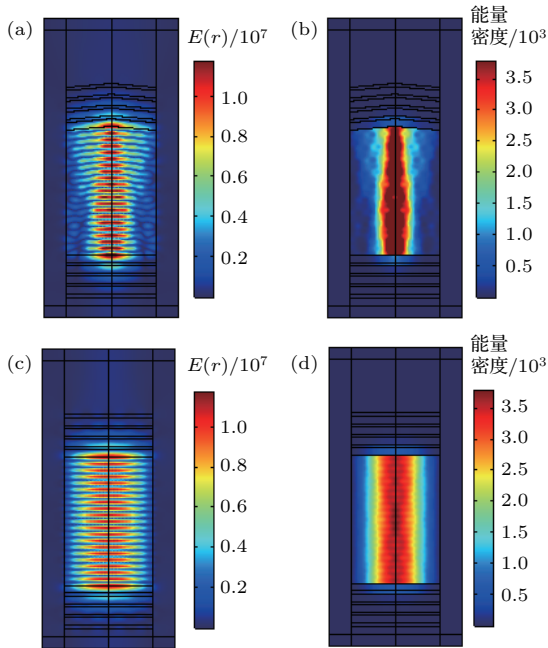


图6 倾角  $5^\circ$ , 谐振波长  $1547.781 \text{ nm}$  时, 谐振腔内的电场分布 (a) 和能量密度分布 (b); 同尺寸下谐振波长  $1549.763 \text{ nm}$  时, 平行谐振腔内的电场分布 (c) 和能量密度分布 (d)

Fig. 6. Electric field distribution (a) and energy density distribution (b) when inclination angle is  $5^\circ$  and resonance wavelength is  $1547.781 \text{ nm}$ ; electric field distribution (c) and energy density distribution (d) for the same size of the parallel resonant when wavelength is  $1549.763 \text{ nm}$ .

针对角度优化的结构, 将倾角为  $5^\circ$  时新型谐振腔的模式体积与相同尺寸矩形腔的作对比. 设谐振腔的厚度为  $\Delta d_0$ . 对于填充各项同性介质的谐振腔, (14) 式可以变形为

$$V_{\text{eff}} = \frac{\int |E(r)|^2 d^2r}{|E(r)|_{\text{max}}^2} \Delta d_0. \quad (15)$$

图6展示了倾角为  $5^\circ$  与同等尺寸平腔时, 腔内的电场分布与能量密度分布。

## 5 讨论分析

由图3可以看出新型谐振腔在短波长处的自由谱域比长波长处的要窄, 这主要是由提出的锥顶柱状微腔为介质谐振腔存在频谱浓缩<sup>[18]</sup>导致的. 对比表1与图3中的谐振波长可以发现, 通过(11)式计算TE<sub>0,80</sub>与TM<sub>0,80</sub>模式处的谐振波长与仿真的谐振波长较为符合分别为  $1550.2 \text{ nm}$  和  $1547.4 \text{ nm}$ . 而且可以看出TE<sub>0,80</sub>与TM<sub>0,80</sub>的谐振波长并不完全重合, 这是由于简化后的(11)式未考虑横向边界对偏振的影响而导致的. 由于通过(11)式计算时也未考虑DBR色散的影响, 因此计算其他远离中心波长模式的谐振波长与仿真的谐振波长有略微的偏差, DBR的色散偏差导致边模谐振波长偏移  $8 \text{ nm}$  左右。

图5为TE<sub>0,80</sub>谐振模式的  $Q$  值随圆锥底角  $\alpha$  变化的折线图, 由图5可以看出对于DBR中心波长  $1550 \text{ nm}$  的谐振腔, 在倾角  $\alpha$  为  $5^\circ$  附近TE<sub>0,80</sub>谐振模式的  $Q$  值取得扫描范围内的最大值. 此时线宽为  $0.031 \text{ nm}$ , 通过(13)式计算的  $Q$  值为  $49928.5$ , 同尺寸的介质矩形腔的线宽为  $0.038 \text{ nm}$ ,  $Q$  值为  $40783.2$ , 由此可以看出  $Q$  值提高了  $22.4\%$ . 而且, 可以看到当圆锥底角增大到  $7^\circ$  时, 主要由于DBR的倾角较大造成其反射率下降<sup>[19]</sup>, 从而谐振腔的  $Q$  值出现了较大的下降。

图6为倾角  $5^\circ$  的新型谐振腔与同等尺寸平腔腔内的电场分布与能量密度分布, 对比图6(b)与图6(d)可以定性看出图6(b)的能量分布较为集中. 通过(15)式计算可得图6(b)的模式体积为  $3.5 \mu\text{m}^2 \cdot \Delta d_0$ , 图6(d)的模式体积为  $6.7 \mu\text{m}^2 \cdot \Delta d_0$ . 也就是说, 倾角为  $5^\circ$  的新型谐振腔的模式体积与传统平腔的模式体积减小了  $47.8\%$ .

高  $Q$  值与小模式体积的微腔在单光子发射方面有着广泛的应用. 另外, 在微粒探测以及生物大

分子检测等方面,高 $Q$ 值微腔同样发挥着较大的作用.在以往利用动态掩膜湿法腐蚀制作一镜斜置三镜腔光探测器<sup>[20,21]</sup>的过程中,曾对不同角度斜面膜的制作有着较为深入的研究,因此新型锥顶柱状光学微腔在制备方面有着较好的可行性.

## 6 结 论

应用波动光学理论,分析了锥顶柱状光学微腔的本征模式,得到了谐振腔的谐振波长表达式.并应用COMSOL软件采用有限元的方法,对不同倾角DBR反射镜构成的谐振腔结构进行了仿真,仿真的谐振波长与求解出的基本符合.另外,对谐振腔的倾角进行了仿真优化,优化结果显示在扫描范围内对于谐振腔的 $TE_{0,80}$ 模式,当倾角为 $5^\circ$ ,即腔长为4512.5 nm,直径为3134.4 nm时,谐振腔的品质因数最大,达到49928.5.最后,将新型谐振腔在 $5^\circ$ 倾角时的结构与同等尺寸下平腔进行了对比,结果显示新型谐振腔的 $Q$ 值提高了22.4%,同时模式体积减小了47.8%.

## 参考文献

- [1] Zhang Y, Chen M X, Li Y Y, Yuan J 2015 *Laser Optoelectron. Prog.* **52** 11 (in Chinese) [张莹, 陈梅雄, 李莹颖, 袁杰 2015 激光与光电子学进展 **52** 11]
- [2] Vahala K J 2003 *Nature* **424** 839
- [3] Wang Q, Huang Y, Ren X 2001 *Proceedings of SPIE—the International Society for Optical Engineering* **4580** 577
- [4] Liu K, Huang Y Q, Ren X M 2000 *Appl. Opt.* **39** 423
- [5] Cao S, Xu X L 2014 *Physics* **43** 740 (in Chinese) [曹硕, 许秀来 2014 物理 **43** 740]
- [6] Kim J, Benson O, Kan H, Yamamoto Y 1999 *Nature* **397** 500
- [7] He Y M, He Y, Wei Y J, Wu D, Atatüre M, Schneider C, Höfling S, Kamp M, Lu C Y, Pan J W 2013 *Nat. Nanotech.* **8** 213
- [8] Löffler A, Reithmaier J P, Sek G, Hofmann C, Reitzenstein S, Kamp M, Forchel A 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 111105
- [9] Strauf S, Stoltz N G, Rakher M T, Coldren L A, Petroff P M, Bouwmeester D 2007 *Nat. Photon.* **1** 704
- [10] Kryzhanovskaya N V, Maximov M V, Zhukov A, Nadochiy A M, Moiseev E I, Shostak I I, Kulagina M M, Vashanova K A, Zadiranov Y M, Troshkov S I, Nevedomsky V V, Ruvimov S A, Lipovskii A A, Kalyuzhnyy N A, Mintairov S A 2015 *J. Lightw. Technol.* **33** 171
- [11] Campenhout J V, Romeo P R, Thourhout D V, Seassal C, Regreny P, Cioccio L D, Fedeli J M, Baets R 2008 *J. Lightw. Technol.* **26** 52
- [12] Ma X W, Huang Y Z, Long H, Yang Y D, Wang F L, Xiao J L, Du Y 2016 *J. Lightw. Technol.* **34** 5263
- [13] Albert F, Hopfmann C, Eberspacher A, Arnold F, Emmerling M, Schneider C, Höfling S, Forchel A, Kamp M, Wiersig J, Reitzenstein S 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 245
- [14] Ma C S, Liu S Y 2006 *Optical Waveguide Mode Theory* (Changchun: Jilin University Press) pp16–18 (in Chinese) [马春生, 刘式埔 2006 光波导模式理论 (长春: 吉林大学出版社) 第16—18页]
- [15] Song H Z, Takemoto K, Miyazawa T, Takatsu M, Iwamoto S, Yamamoto T, Arakawa Y 2013 *Opt. Lett.* **38** 3241
- [16] Li H H, Wang Q K 2009 *Acta Sin. Quantum Opt.* **15** 380 (in Chinese) [黎慧华, 王庆康 2009 量子光学学报 **15** 380]
- [17] Macleod H A (translated by Xu D G) 2016 *Thin-Film Optical Filters* (Fourth Edition) (Beijing: Science Press) p32 (in Chinese) [安格斯·麦克劳德 H. 著 (徐德纲 译) 2016 薄膜光学 (北京: 科学出版社) 第32页]
- [18] Fang H L 2014 *Optical Resonant Cavity and Gravitational Wave Detection* (Beijing: Science Press) p17 (in Chinese) [方洪烈 2014 光学谐振腔与引力波探测 (北京: 科学出版社) 第17页]
- [19] Han J, Li J J, Deng J, Xing Y H, Yu X D, Lin W Z, Liu Y, Shen G D 2008 *J. Optoelectronics Laser* **19** 456 (in Chinese) [韩军, 李建军, 邓军, 邢艳辉, 于晓东, 林委之, 刘莹, 沈光地 2008 光电子·激光 **19** 456]
- [20] Wang Q, Huang H, Wang X Y, Ren A G, Wu P, Huang C, Huang Y Q, Ren X M 2005 *Chin. J. Lasers* **32** 1045 (in Chinese) [王琦, 黄辉, 王兴妍, 任爱光, 武鹏, 黄成, 黄永清, 任晓敏 2005 中国激光 **32** 1045]
- [21] Huang H, Huang Y, Ren X 2003 *Electron. Lett.* **39** 113

# Theoretical analysis of new optical microcavity\*

Gu Hong-Ming Huang Yong-Qing<sup>†</sup> Wang Huan-Huan Wu Gang Duan Xiao-Feng  
Liu Kai Ren Xiao-Min

(State Key Laboratory of Information Photonics and Optical Communications, Beijing University of Posts and  
Telecommunications, Beijing 100876, China)

( Received 10 January 2018; revised manuscript received 21 March 2018 )

## Abstract

Optical microcavity can confine light into a small volume by resonant recirculation. Devices based on optical microcavities are already indispensable for a wide range of applications and studies. They not only apply to traditional optics, but also have broad application prospects in quantum information and integrated optoelectronic chips. In quantum optical devices, microcavity can cause atoms or quantum dots to emit spontaneous photons in a desired direction or can provide an environment where dissipative mechanisms such as spontaneous emission are overcome so that quantum entanglement of radiation and matter is possible. For better application in quantum communication, optical microcavity needs to have a high quality factor and a low mode volume. Considering the beam coupling, spot shape and experimental production and others, the Fabry-Perot (F-P) microcavity has been widely applied to the field of optoelectronics. However, the  $Q$ -factor of the F-P microcavity is generally low, and the mode volume is large, so it needs to be improved. In addition, high  $Q$ -factor microcavity can also play a large role in detecting particles and biological macromolecules.

In this paper, through the theory of wave optics, the eigenmodes of a new type of cone-top cylindrical optical micro-cavity are analyzed, and the resonant wavelength expression of the resonant cavity is obtained. We discuss the effects of the top mirror angle on the resonator performance and application of COMSOL simulation software to verify the proposed cone-top cylindrical microcavity. The optimized design and simulation results show that the quality factor of the new resonator can be increased by 22.4% to 49928.5 and the effective mode volume of the resonator can be reduced by 47.8% compared with the traditional parallel resonator. In this case, the corresponding new cavity length is 4.51  $\mu\text{m}$  and the diameter is 3.13  $\mu\text{m}$ . In this article its fabrications are also discussed.

**Keywords:** optical microcavity, microcavity mode, quality factor, mode volume

**PACS:** 42.25.-p, 42.15.-i, 42.50.Pq

**DOI:** 10.7498/aps.67.20180067

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61574019, 61674018, 61674020) and the Fund of State Key Laboratory of Information Photonics and Optical Communications, China (Grant No. IPOC2017ZZ01).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [yqhuang@bupt.edu.cn](mailto:yqhuang@bupt.edu.cn)