

# 基于角谱传播理论的衰荡腔光场传输模型及调腔评价准则研究\*

何星<sup>1)2)3)†</sup> 田中州<sup>1)2)3)#</sup> 王帅<sup>1)2)3)</sup> 杨平<sup>1)2)3)‡</sup> 许冰<sup>1)2)3)</sup>

1) (中国科学院自适应光学重点实验室, 成都 610209)

2) (中国科学院光电技术研究所, 成都 610209)

3) (中国科学院大学, 北京 100049)

(2022年7月28日收到; 2022年8月30日收到修改稿)

在光腔衰荡技术中, 腔失调与腔损耗观测值之间存在复杂的非线性映射关系, 导致调腔过程易陷入局部寻优, 对测量准确性造成影响. 本文基于角谱传播理论, 建立了一种衰荡腔高斯光场传输模型, 对典型调腔评价准则进行对比, 并以模型仿真与实验研究相结合的方式, 验证模型合理性. 在仿真模型和实验系统中对特定腔镜施加二维倾斜角度扫描, 获取两种典型调腔评价准则(即光强峰值和衰荡时间)的二维扫描分布. 对比光强最大峰值和最长衰荡时间所对应的腔损耗观测状态. 仿真结果表明光强最大峰值对应的腔损耗观测误差更小, 观测重复性更高. 实验结果同样表明光强最大峰值评价准则具有更好效果. 模型仿真和实验研究的结果验证光强最大峰值评价准则在仿真和实验中具有更好的调腔重复性精度. 同时, 仿真与实验结果基本吻合, 初步验证了本衰荡腔光场传输模型的合理性. 本光场传输仿真模型对光腔衰荡技术在测量应用、光场响应及自动化调腔技术等方面的研究具有一定参考意义.

**关键词:** 角谱传播, 衰荡腔, 腔内光场传输, 腔镜失调

**PACS:** 42.60.Da, 42.30.Kq, 42.60.Jf

**DOI:** 10.7498/aps.72.20221530

## 1 引言

光腔衰荡技术 (cavity ring-down, CRD)<sup>[1]</sup> 是一种基于高精度无源谐振腔的高灵敏度光学探测技术<sup>[2]</sup>, 目前已广泛应用于分子光谱分析<sup>[3,4]</sup>、痕量气体检测<sup>[5,6]</sup>、光纤传感<sup>[7]</sup> 以及高反射率测量<sup>[8-11]</sup> 等领域. 光腔衰荡测量的原理是建立待测对象与腔损耗之间的关系. 其基本过程是搭建初始衰荡腔, 向腔内注入一束激光能量, 根据激光能量的强度衰荡规律获取腔损耗, 然后引入待测样品构成测试衰

荡腔并再次获取腔损耗, 根据腔损耗变化量即可解算待测样品信息. 在此过程中, 准确获取衰荡腔腔损耗是光腔衰荡测量准确度的前提. 但由于腔损耗真值无法预知<sup>[11]</sup>, 因此如何获得尽可能准确的腔损耗观测值就成为关键.

在光腔衰荡技术中, 腔损耗观测结果取决于衰荡腔对注入光束的光强衰荡规律. 该规律是衰荡腔对注入光束光场的综合反映, 理论上与振幅、相位及光谱等方面均有关联<sup>[12, 13]</sup>. 在不同腔失调情况下, 光场响应特性不同, 光强衰荡规律随之变化, 可能得到不同的腔损耗观测值. 研究结果表明, 腔

\* 国家自然科学基金 (批准号: 61805251, 61875203, 11811530290, 11704382) 资助的课题.

# 同等贡献作者.

† 通信作者. E-mail: hexingjiayou@126.com

‡ 通信作者. E-mail: pingyang2516@163.com

失调对腔损耗观测结果的影响较为复杂. 文献 [14] 通过腔镜单维度倾斜扫描揭示了腔镜倾斜量与腔损耗观测量之间的非线性关系. Hamzeh 等 [15] 通过光腔衰荡技术调控过程的研究表明了腔损耗观测量与腔镜二维倾斜量之间的非线性关系. 非线性关系进一步造成多极值问题, 导致调控过程容易陷入局部寻优. 若初始腔和测试腔的腔失调情况不一致 (即产生相对失调), 则会产生腔损耗观测量的相对误差. 该相对误差会被归于待测样品, 这样就造成测量结果准确性下降.

针对调控问题, 多年来发展了一系列调控评价准则, 如腔透射光强峰值 [16–20]、腔透射光强包络线 [21,22]、透射光斑模式 [23–26] 和光腔衰荡时间 [15] 等. 透射光强峰值一般为衰荡信号的峰值, 反映注入光束在谐振腔内的能量耦合效率, 至今仍在光腔衰荡技术中广泛使用. 文献 [21, 22] 基于光学矩阵分析了光束传输变换规律和信号叠加方式, 建立了腔失调对透射光强包络线的影响模型, 模拟了多种腔失调状态下的包络线波形变化, 从而根据包络线变化趋势指导调控. 文献 [23–26] 根据模式耦合理论, 提出一种基于衰荡腔透射光斑形态监测的调控方法, 通过腔参数失调导致的高阶横模激发现象, 能更直接地感知腔失调状态, 最终确保腔内运行基横模模式. 文献 [15] 直接根据光腔衰荡时间进行调控, 以最长衰荡时间 (对应最小腔损耗) 为标准, 提出了详细的调控流程.

但以上调控评价准则均存在量化困难, 依赖主观经验等缺点. 同时, 以上调控评价准则并不统一, 透射光强峰值往往不对应最长光腔衰荡时间 (即最小腔损耗), 最长光腔衰荡时间的腔状态下腔内可能并不运行基横模模式. 实验研究发现, 透射光强峰值和最长衰荡时间对应的腔损耗观测量相差可达数百 ppm ( $1 \text{ ppm} = 10^{-6}$ ), 这可能直接影响测量结果的准确性和可靠性.

为探究腔失调对光腔衰荡技术测量的影响, 明确合理的调控评价准则, 有必要开展衰荡腔内光场传输规律研究, 尤其需要考虑腔失调情形下的传输规律. 目前主要理论模型基于模式耦合理论或多光束干涉叠加理论 [18,27,28], 尚未考虑调控全过程传输特性及相关调控评价准则等方面的问题. 因此, 本文基于角谱传播理论, 建立了一种衰荡腔内高斯光束传输模型, 研究分析高斯光束在衰荡腔内的能量积累过程和注入截止后的衰荡过程, 同时鉴于以上 4 种调控评价准则在调控灵敏度上的差异, 本文

着重对比分析了两种精调腔判据, 即腔透射光强峰值和光腔衰荡时间. 利用该模型获取了腔镜二维倾斜失调下的腔损耗观测量和透射光强峰值的分布状态. 仿真结果表明, 光强最大峰值对应的腔损耗误差为  $(-2.70 \pm 0.89) \text{ ppm}$ , 而最长衰荡时间对应的腔损耗误差为  $(-37.01 \pm 11.79) \text{ ppm}$ . 光强最大峰值对应的腔损耗观测量误差更小, 观测重复性更高. 进一步基于折叠型衰荡腔进行了实验验证. 腔镜二维倾斜扫描实验统计结果表明, 光强最大峰值和最长衰荡时间对应的腔损耗重复性精度分别为  $\pm 29.32 \text{ ppm}$  和  $\pm 70.71 \text{ ppm}$ , 光强最大峰值判据同样具有更好的调控效果. 本文以数理建模与实验和仿真研究相结合的方式, 对比了光腔衰荡技术的典型调控评价准则, 一方面论证了光强最大峰值这一判据的合理性, 同时也验证了本文仿真模型的可靠性, 对光腔衰荡技术在测量应用、光场响应、光场传输过程及自动化调控方法等方面的研究具有一定参考意义.

## 2 衰荡腔模型

为研究腔损耗与腔失调关系, 建立如图 1 所示的衰荡腔模型. 在模型中, 入射激光为基横模高斯光束, 中心波长为  $\lambda$ , 线宽为  $L_w$ , 光束束腰半径为  $w$ ; 腔镜  $M_1$  和  $M_2$  均为平凹腔镜, 曲率半径分别为  $r_1$  和  $r_2$ , 反射面反射率分别为  $R_1$  和  $R_2$ , 腔长为  $L$ . 腔镜  $M_1$  和  $M_2$  在水平和竖直方向的倾斜失调角度分别记为  $\theta_{x1}, \theta_{y1}, \theta_{x2}, \theta_{y2}$ , 位置偏移失调量分别记为  $\delta_{x1}, \delta_{y1}, \delta_{x2}, \delta_{y2}$ .

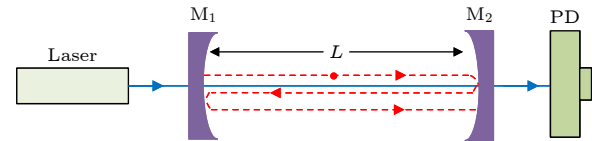


图 1 双凹衰荡腔模型示意图

Fig. 1. Schematic of double-concave ring-down cavity model.

首先分析衰荡腔光场注入过程. 分析起点选定在腔镜  $M_1$  反射面位置, 该处光场分布  $E_0$  可表示为

$$\begin{aligned}
 E_0(x, y) &= \int E_{0,\lambda}(x, y) d\lambda \\
 &= \int A(\lambda) \cdot \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w(\lambda)}\right) \\
 &\quad \times \exp\left(-ik(\lambda) \frac{x^2 + y^2}{2R(\lambda)}\right) d\lambda, \quad (1)
 \end{aligned}$$

式中, 初始振幅  $A(\lambda)$  可按照洛伦兹分布给定,  $k = 2\pi/\lambda$  表示波数,  $R$  为光束波前曲率半径.

接下来分析  $E_0$  在腔内往复传输过程和衰荡过程. 首先根据角谱传播理论<sup>[29]</sup> 计算初始光场传输到达腔镜  $M_2$  的光场分布  $E_1$ , 则:

$$E_1(x, y) = F^{-1} \{F[E_0(x, y)] H(f_x, f_y)\}, \quad (2)$$

式中,  $F$  表示傅里叶变换,  $F^{-1}$  表示傅里叶反变换,  $H$  表示角谱传递函数,  $f_x, f_y$  为频域坐标. 角谱传递函数定义如下:

$$H(f_x, f_y) = \exp[ikd\sqrt{1 - (\lambda f_x)^2 - (\lambda f_y)^2}], \quad (3)$$

其中  $d$  为传输距离,  $d = L$ .  $E_1$  实际上为腔镜  $M_2$  处的入射光场, 之后  $E_1$  在腔镜  $M_2$  反射得到  $E'_1$ , 反射过程包括镜面调制和振幅衰减两种效应. 联合描述为

$$E'_1 = E_1 \cdot T_2(x, y) \cdot \sqrt{R_2}, \quad (4)$$

其中, 反射率  $R_2$  开根号得到振幅反射系数,  $T_2$  表示腔镜  $M_2$  的光学调制函数, 可展开为

$$T_2(x, y) = \exp[-ik(\tan\theta_{x2} \cdot x + \tan\theta_{y2} \cdot y)] \\ \times \exp\left[-ik\frac{(x - \delta_{x2})^2 + (y - \delta_{y2})^2}{2r_2}\right], \quad (5)$$

反射光束传输腔长  $L$  到达镜面  $M_1$ , 在  $M_1$  反射后表示为  $E'_2$ :

$$E'_2 = F^{-1} [F(E'_1) H(f_x, f_y)] \cdot T_1(x, y) \cdot \sqrt{R_1}, \quad (6)$$

其中,  $T_1$  表示腔镜  $M_1$  的光学调制函数, 其定义如下:

$$T_1(x, y) = \exp[-ik(\tan\theta_{x1} \cdot x + \tan\theta_{y1} \cdot y)] \\ \times \exp\left[-ik\frac{(x - \delta_{x1})^2 + (y - \delta_{y1})^2}{2r_1}\right], \quad (7)$$

在连续波注入阶段,  $M_1$  反射光场  $E'_2$  将与入射光场发生相干叠加. 入射波面的振幅、曲率半径等均与  $E_0$  相同, 仅相对于  $E_0$  产生  $\exp(-ik2L)$  的相位延迟. 则此时光场  $E_2$  可描述为

$$E_2 = E'_2 + E_0 \exp(-ik2L). \quad (8)$$

$E_2$  可认为是腔镜  $M_1$  处的反射光场.

根据 (2) 式—(8) 式可迭代计算  $n$  次腔内往返传输过程中对应的腔镜  $M_2$  入射光场  $E_{2n-1}$  及  $M_1$  反射光场  $E_{2n}$ :

$$E_{2n-1} = F^{-1} [F(E_{2n-2}) H(f_x, f_y)], \quad (9)$$

$$E_{2n} = F^{-1} \left\{ F \left[ E_{2n-1} T_2(x, y) \sqrt{R_2} \right] H(f_x, f_y) \right\} \\ \times T_1(x, y) \cdot \sqrt{R_1} + E_0 \exp(-ik2nL). \quad (10)$$

光电探测器 PD 接收到的第  $n$  次光场分布  $E_{\text{nout}}$  为  $E_{2n-1}$  透过腔镜  $M_2$  的光场, 理论上可近似描述为

$$E_{\text{nout}}(x, y) \propto E_{2n-1}(x, y). \quad (11)$$

考虑到探测器靶面因其有效接收范围导致的响应截断效应, 探测器上采集的透射光强  $I_n$  为

$$I_n = \int_{-W/2}^{W/2} \int_{-H/2}^{H/2} E_{\text{nout}}(x, y) E_{\text{nout}}^*(x, y) dx dy, \quad (12)$$

式中,  $W, H$  分别为探测器靶面宽高,  $E_{\text{nout}}^*$  为  $E_{\text{nout}}$  的共轭.

分析光束经过  $N$  次往返后因注入光束截止而发生的衰荡过程. 当入射激光切断时, 记此时为  $t = 0$  时刻, 到达  $M_2$  的光场为  $E_{2N-1}$ , 探测器接收到的光强记为  $I_N$ . 腔镜  $M_2$  反射光场传输到  $M_1$  并反射后, 由于注入能量截止, 不再叠加新的光场能量, 于是传输过程可描述为

$$E_{2j} = F^{-1} \left\{ F \left[ E_{2j-1} T_2(x, y) \sqrt{R_2} \right] H(f_x, f_y) \right\} \\ \times T_1(x, y) \cdot \sqrt{R_1}, \quad j \geq N, \quad (13)$$

其余传输过程不变.

通过探测器采集衰荡过程中  $K$  个透射光强信号  $I_{N+1}, I_{N+2}, \dots, I_{N+K}$ , 构成光腔衰荡信号, 结合对应的时间序列  $t$  即可由单指数衰减函数模型:

$$I(t) = I_0 \exp(-t/\tau), \quad t > 0. \quad (14)$$

拟合得到光腔衰荡时间  $\tau$ . 光腔衰荡时间的物理含义是透射光强从  $I_0$  衰减到  $I_0$  的  $1/e$  所需的时间间隔. 光腔衰荡时间与腔损耗观测量的关系可表示为

$$\delta = L/\tau c, \quad (15)$$

式中,  $\delta$  为腔损耗观测量,  $c$  为光速.

### 3 数值仿真及分析

为验证上述理论推导, 建立基于图 1 的腔内光场传输模型. 基于该模型开展调控评价准则的对比研究. 其中透射光斑形态对腔失调相对不灵敏, 适于粗调过程; 而腔透射光强峰值和光腔衰荡时间对腔失调反应较灵敏, 可用于精调过程. 因此, 调控仿真流程设计为: 在腔损耗真值已知, 并确保腔内运行基横模模式的前提下, 开展某一腔镜的二维倾斜角度扫描, 建立透射光强峰值和光腔衰荡时间的

二维分布,进一步从二维分布中寻找腔损耗观测偏差的特征点,完成两种调控评价准则的对比择优.

模型中各技术参数如表 1 所示.本模型中,注入光束为连续波基横模高斯光束.在连续波注入阶段,腔内将发生复杂的多光束干涉.在特定时刻将注入光束关断后,腔内光场继续往复传输并发生衰荡.在此过程中,通过腔镜  $M_2$  后端获得透射光强信号,利用适当的衰荡时间提取算法<sup>[30,31]</sup>即可获得腔损耗观测值,并与腔损耗真实值进行比较,腔损耗理论真值  $\delta_R$  为

$$\delta_R = 1 - \sqrt{R_1 \cdot R_2}. \quad (16)$$

在仿真过程中,假定腔镜未发生位置偏离,仅存在倾斜角度的失调.使腔镜  $M_1$  保持固定失调角度,令腔镜  $M_2$  在水平和竖直方向以  $0.001^\circ$  的步长

表 1 衰荡腔模型仿真初始参数列表  
Table 1. The initial parameters of simulation model.

名称	参数	数值
注入 光束	横模模式	TEM <sub>00</sub>
	中心波长	$\lambda = 1064 \text{ nm}$
	光源线宽*	$L_W = 0.5 \text{ nm}$
	束腰半径	$w = 0.8 \text{ mm}$
衰荡腔	腔镜反射率	$R_1 = R_2 = 99.85\%$
	腔镜曲率	$r_1 = r_2 = 1 \text{ m}$
	腔长	$L = 0.5 \text{ m}$
	腔镜偏移量	$\delta_{x1} = \delta_{y1} = \delta_{x2} = \delta_{y2} = 0$
传输 过程	注入过程	腔内往返传输2000次
	衰荡过程	腔内往返传输500次

注: \*为在光源线宽范围内,离散选择30个波长进行仿真.

在 $\pm 0.003^\circ$ 范围内进行二维扫描,在该扫描范围内能确保腔内基本保持基横模光斑形态.得到腔损耗观测值和透射光强的分布结果如图 2 所示.

从图 2 可以看出,腔损耗观测值和腔透射光强峰值随腔镜二维倾斜角度扫描均表现为非线性多极值,且最长衰荡时间(对应最小腔损耗观测值)和透射光强最大峰值对应不同腔失调状态.同时这二者对应的腔损耗观测误差也不同,前者误差值为+28.02 ppm,后者误差值为+1.94 ppm.这一结果表明最长衰荡时间和透射光强最大峰值可能对应不同的腔状态,并且在光腔衰荡过程中,可能出现腔损耗观测值低于真值的结果.这一结果的可能原因在于光腔衰荡信号采集过程中受腔内多模运行和探测器靶面截断效应综合影响,信号在一定程度上偏离理想单指数衰减函数模型,导致光腔衰荡时间提取误差,进而导致腔损耗观测偏差.

进一步改变腔镜  $M_1$  失调角度后重复进行二维扫描,仿真结果如表 2 所示.

相比于腔损耗真值 1500 ppm,最长衰荡时间对应的腔损耗观测值的统计结果为  $(1462.99 \pm 11.79)$  ppm,而光强最大峰值下的腔损耗观测值的统计结果为  $(1497.30 \pm 0.89)$  ppm.光强最大峰值对应的腔损耗观测值误差更小同时重复性更高.

进一步仿真分析了不同腔镜反射率下腔失调与腔损耗观测量之间的关系.在衰荡腔模型中,设定 3 组不同的腔镜反射率并重复上述仿真过程,得到两种调控评价准则对应的腔损耗测量平均值及重复性精度如表 3 所示.

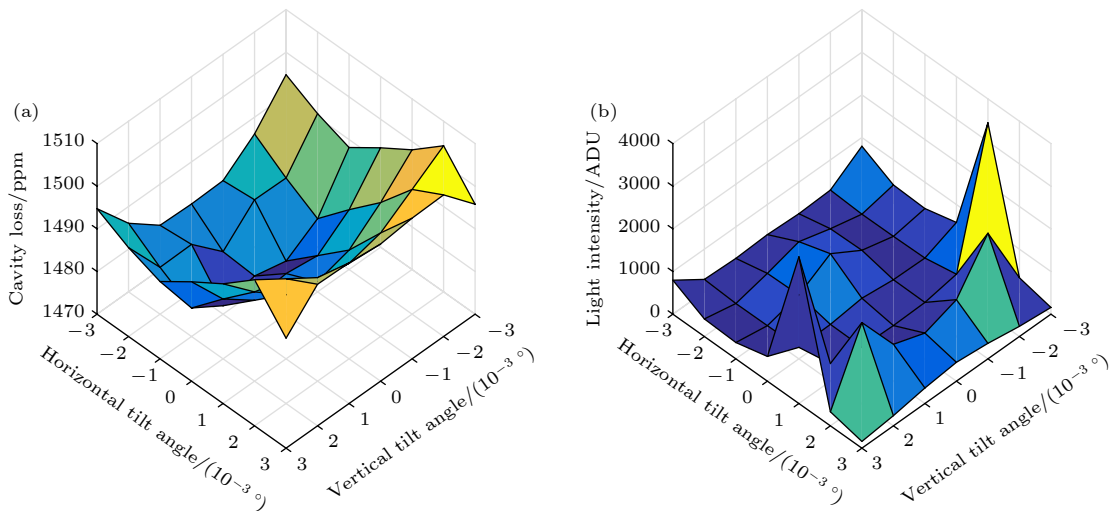


图 2 (a) 腔损耗观测值分布图; (b) 透射光强峰值分布图

Fig. 2. (a) Distribution of the cavity loss observation; (b) distribution of the peak value of signal intensity.

表 2 重复性扫描仿真结果

Table 2. Simulation results of repetitive scanning.

编号	腔镜 $M_1$ 的倾斜失调角度/(°)		光强最大峰值下的腔损耗/ppm	最长衰荡时间下的腔损耗/ppm	腔损耗真值/ppm
	$\theta_{x1}/(^{\circ})$	$\theta_{y1}/(^{\circ})$			
1	0	0.001	1498.06	1471.98	1500
2	-0.0005	0.001	1497.60	1461.02	1500
3	0.001	0.001	1497.51	1447.07	1500
4	0	0	1496.01	1471.87	1500

表 3 不同腔镜反射率下的腔损耗仿真结果

Table 3. Simulation results under different cavity mirror reflectivity.

腔镜反射率( $R_1=R_2$ )	光强最大峰值下的腔损耗测量结果/ppm	最长衰荡时间下的腔损耗测量结果/ppm
99.80% (2000 ppm)	1996.66±0.80	1959.06±13.03
99.85% (1500 ppm)	1497.30±0.89	1462.99±11.79
99.88% (1200 ppm)	1197.63±1.06	1164.80±9.55

由表 3 可知, 在不同腔镜反射率条件下, 光强最大峰值对应的腔损耗观测结果始终优于最长衰荡时间, 初步表明本衰荡腔模型中光强最大峰值这一调腔评价准则更具有合理性.

## 4 实验系统及测量结果

### 4.1 实验装置

为验证仿真结果, 搭建了如图 3 所示的实验系统. 其中, 连续半导体激光器 (RGB photonics) 作为激光光源, 输出中心波长为 1064 nm 的基横模光束, 光谱线宽标称值为 0.5 nm. 激光光源由 100 Hz 方波调制, 经分光镜  $M_6$  与 532 nm 指示光同轴输出并注入衰荡腔内. 在方波下降沿, 激光光源快速关断, 腔内光场将产生衰荡信号, 根据衰荡信号可提取腔损耗观测结果. 衰荡腔采用四腔镜折叠腔结构, 腔镜  $M_1$  和  $M_2$  为平凹腔镜, 曲率半径均为 1 m,  $M_3, M_4$  为平面腔镜. 衰荡腔腔长约为 0.50 m, 腔损耗实验观测值在 2000 ppm 左右, 衰荡腔参数与仿真模型基本吻合. 腔镜  $M_1$  和  $M_2$  安装在二维可调镜座 (VM1, 调节分辨率: 0.005°, Thorlabs) 内.  $L_1$  为聚焦透镜, 将  $M_1$  透射光束会聚在光电探测器 (APD130C/M, Thorlabs) 上记录光腔衰荡信号, 衰荡信号由数据采集卡 (M2i.3010, 80 MHz, Spectrum) 采集传输到计算机上, 经 WLS-DS 算法 [30,31] 分析处理后得到衰荡时间, 并进一步计算腔损耗. 本实验系统中, 腔损耗观测值典型重复性精度约±16 ppm.

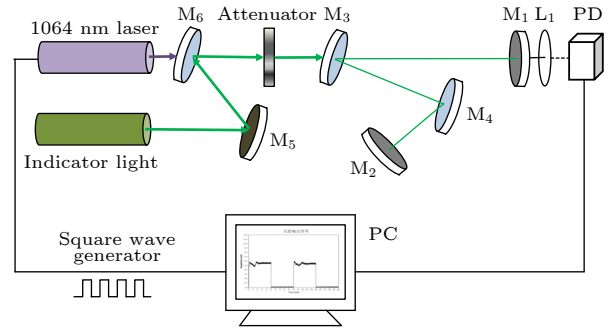


图 3 实验装置

Fig. 3. Experimental setup.

### 4.2 实验结果及分析

实验过程中, 首先确保腔透射光斑形态保持基横模形态, 微调腔镜  $M_1$  倾斜角度后保持其角度调节量不动, 以其可分辨的最小步长 0.005° 调节腔镜  $M_2$  在 ±0.020° 范围内做二维扫描 (在该扫描范围内, 腔透射光斑形态能基本保持基横模形态), 分别记录光腔损耗观测值和光强峰值的二维分布. 由于实验系统相比于仿真模型可能具有更精细的波长信息, 且存在诸多难以量化的扰动因素 (如环境振动、电磁干扰等), 因此实验得到的二维扫描结果中腔损耗观测值的波动范围更大, 同时透射光强峰值相对较平滑. 为降低随机影响, 在每个扫描点位均采集 100 个光腔衰荡信号, 将对应的光强峰值和光腔衰荡时间统计均值作为该点位的记录值.

实验得到的二维扫描结果如图 4 所示. 实验同样进行 4 次扫描, 每次均微调  $M_1$  倾斜角度, 统计结果如表 4 所示.

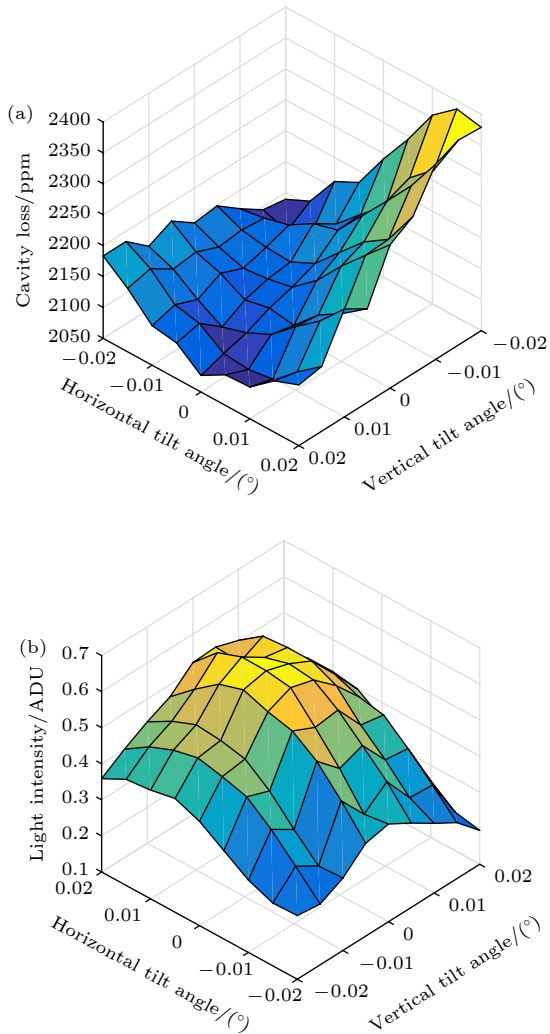


图 4 (a) 腔损耗观测值分布图; (b) 透射光强峰值分布图  
Fig. 4. (a) Distribution of the cavity loss observation; (b) distribution of the peak value of signal intensity.

表 4 腔镜  $M_1$  不同倾斜失调量下的实验结果  
Table 4. Experimental results of cavity mirror  $M_1$  under different tilt maladjustment.

编号	光强最大峰值下的腔损耗/ppm	最长衰荡时间下的腔损耗/ppm
1	2240.61	2038.26
2	2261.66	2045.96
3	2304.96	1892.29
4	2245.25	1989.59

实验结果中, 腔损耗观测值和腔透射光强峰值同样表现为非线性多极值. 在腔损耗观测结果方面, 由于腔损耗真实值无法预知<sup>[11]</sup>, 因此本文不能给出观测值偏差方面的对比. 由表 4 结果可知, 最长衰荡时间对应的腔损耗观测值的统计结果为  $(1991.53 \pm 70.71)$  ppm, 而光强最大峰值下的腔损

耗观测值的统计结果为  $(2263.12 \pm 29.32)$  ppm. 由于实验镜架调节分辨率较低, 扫描结果得到的重复性精度相比系统典型值偏高. 但光强最大峰值得到的腔损耗观测值仍明显优于最长衰荡时间的结果, 这一结论与前文仿真一致.

模型仿真和实验研究综合验证了两方面问题: 1) 光强峰值和光腔衰荡时间两种评价准则均具有非线性多极值特点; 2) 光强最大峰值评价准则在仿真和实验中具有更好的调控重复性精度. 上述仿真与实验结果基本吻合, 初步验证了本衰荡腔光场传输模型的合理性.

## 5 结 论

为分析衰荡腔内高斯光束传输过程, 本文基于角谱传播理论建立了一种衰荡腔内高斯光束传输模型, 可获取衰荡腔腔损耗观测值 (光腔衰荡时间) 和透射光强峰值随腔失调的分布规律. 通过模型仿真与实验研究相结合的方式, 本文对比了光腔衰荡技术中的两种调控评价准则: 光强峰值与光腔衰荡时间. 结果表明这两种调控评价准则随腔失调均表现出多极值特性, 可能陷入局部寻优; 通过腔失调量扫描寻找光强最大峰值, 可得到相对误差更小、观测重复性更高的调控效果. 同时, 实验结果和仿真结果基本吻合, 一定程度上验证了本文所建立衰荡腔光场传输模型的合理性. 接下来可综合研究腔镜位移失调及腔长失调因素等对腔损耗测量的影响, 进一步优化本文所提出的衰荡腔模型, 为光腔衰荡技术在光场响应、光场传输过程等方面的研究提供一个合理且适用性广的参考系统模型, 也可为自动化调控方法的研究提供一定的技术支撑.

## 参考文献

- [1] Sanders V 1977 *Appl. Opt.* **16** 19
- [2] Li B C, Gong Y 2010 *Laser Opt. Pro.* **47** 021203 (in Chinese) [李斌成, 龚元 2010 *激光与光电子学进展* **47** 021203]
- [3] Tan Y, Wang J, Zhao X Q, Liu A W, Hu S M 2017 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* **187** 274
- [4] Kang P, Sun Y, Wang J, Liu A W, Hu S M 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 104206 (in Chinese) [康鹏, 孙羽, 王进, 刘安雯, 胡水明 2018 *物理学报* **67** 104206]
- [5] McHale L E, Hecobian A, Yalin A P 2016 *Opt. Express* **24** 5523
- [6] Li Z Y, Hu R Z, Xie P H, Chen H, Wu S Y, Wang F Y, Wang Y H, Ling L Y, Liu J G, Liu W Q 2018 *Opt. Express* **26** A433
- [7] Yang L Z, Yang J J, Yang Y, Zhang Z W, Wang J F, Zhang

- Z X, Xue P P, Gong Y K, Copner N 2017 *Opt. Express* **25** 2031
- [8] Smith I W 1978 *Appl. Opt.* **17** 2476
- [9] Li B C, Gong Y 2010 *US Patent* 7 679 750 B2 [2010-03-16]
- [10] Cui H, Li B C, Han Y L, Wang J, Gao C M, Wang Y F 2017 *Chin. Opt. Lett.* **15** 053101
- [11] Xiao S L, Li B C, Wang J 2020 *Metrologia* **57** 055002
- [12] Xiang W D, Yang P, Wang S, Xu B, Liu H 2018 *Opto-Electronic Advances* **1** 180024
- [13] Cui H, Li B C, Han Y L, Wang J, Gao C M, Wang Y F 2016 *Opt. Express* **24** 013343
- [14] Hamzeh T, Anam C P, Liu J J 2020 *Appl. Opt.* **59** 9464
- [15] Anderson D Z, Frisch J C, Masser C S 1984 *Appl. Opt.* **23** 1238
- [16] Paldus B A, Kachanov A A 2005 *Can. J. Phys.* **83** 975
- [17] Romanini D 2014 *Appl. Phys. B* **115** 517
- [18] Shadman S, Rose C, Yalin A P 2016 *Appl. Phys. B* **122** 194
- [19] Maity A, Maithani S, Pradhan M 2021 *Anal. Chem.* **93** 388
- [20] Yi H Y 2006 *Chin. J. Lasers* **33** 399 (in Chinese) [易亨瑜 2006 中国激光 **33** 399]
- [21] Yi H Y, Lv B D, Zhang K 2006 *Laser Tech.* **30** 5 (in Chinese) [易亨瑜, 吕百达, 张凯 2006 激光技术 **30** 5]
- [22] He X 2016 *Ph. D. Dissertation* (Beijing: University of Chinese Academy of Sciences) (in Chinese) [何星 2016 博士学位论文 (北京: 中国科学院大学)]
- [23] He X, Tian Z Z, Lai B H, Zhao W, Wang S, Yang P 2021 CN Patent 113984670A [2022-01-28]
- [24] Xue Y, Du X H, He X, Wang S, Yang P, Xu B 2020 *Chin. J. Lasers* **47** 0504001 (in Chinese) [薛颖, 杜星湖, 何星, 王帅, 杨平, 许冰 2020 中国激光 **47** 0504001]
- [25] Du X H, Xue Y, He X, Wang S, Yang P, Xu B 2020 *Chin. J. Lasers* **47** 0604006 (in Chinese) [杜星湖, 薛颖, 何星, 王帅, 杨平, 许冰 2020 中国激光 **47** 0604006]
- [26] Hodges J T, Looney J P, Zee R D V 1996 *J. Chem. Phys.* **105** 10278
- [27] Lehmann K K 1996 *J. Chem. Phys.* **105** 10263
- [28] Lv N G 2006 *Fourier Optics* (Vol. 2) (Beijing: China Machine Press) pp82-86 (in Chinese) [吕乃光 2006 傅里叶光学(第二版) (北京: 机械工业出版社) 第82-86页]
- [29] Qu Z C, Li B C, Han Y L 2011 *Acta Phot. Sin.* **40** 1366 (in Chinese) [曲哲超, 李斌成, 韩艳玲 2011 光子学报 **40** 1366]
- [30] He X, Yan H, Dong L Z, Yang P, Xu B 2016 *Chin. Phys. B* **25** 014211
- [31] He X, Luan Y S, Dong L Z, Yang P, Xu B, Tang G M 2016 *Opto-Electronic Engineering* **43** 46

# Optical field propagation model of ring-down cavity light field based on angular spectrum propagation theory and evaluation criterion of cavity tuning\*

He Xing<sup>1)2)3)#†</sup> Tian Zhong-Zhou<sup>1)2)3)#</sup> Wang Shuai<sup>1)2)3)</sup>  
 Yang Ping<sup>1)2)3)‡</sup> Xu Bing<sup>1)2)3)</sup>

1) (*Key Laboratory on Adaptive Optics, Chinese Academy of Sciences, Chengdu 610209, China*)

2) (*Institute of Optics and Electronics, Chinese Academy of Sciences, Chengdu 610209, China*)

3) (*University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

( Received 28 July 2022; revised manuscript received 30 August 2022 )

## Abstract

In cavity ring-down technique, cavity maladjustment has an essential effect on the measurement of intracavity loss. Several adjustment criterions have been adopted to achieve the optimal cavity state. However, experimental study shows that these criterions may correspond to different cavity states, which means that there is discrepancy between different criterions. In view of this problem, a model of intracavity propagation of Gaussian beam is established based on the angular spectrum propagation theory. This model is tested by numerical simulation and experimental research together. In the simulation, the true value of intracavity loss can be known beforehand. The two-dimensional angular scanning is carried out for certain cavity mirror. The two-dimensional distributions of the measure value of intracavity loss and the transmission light intensity are obtained simultaneously. These distributions are both nonlinear and multi-extremum, which will doubtlessly increase the difficulty in realizing the cavity adjustment. By comparing the distributions, we do find the discrepancy between the largest transmission light intensity and the least measured intracavity loss. Meanwhile both of these two states may be not corresponding to the true value in fact. After statistical studies, the relative error of the least measured intracavity loss is  $(-37.01 \pm 11.79)$  ppm, whereas the relative error of the largest transmission intensity is  $(-2.70 \pm 0.89)$  ppm. The criterion of the largest transmission intensity shows better stability and repeatability. This model is further tested in a folded cavity ring-down setup. The similar scanning procedure is carried out. A major problem in the experiment is that the true value of intracavity loss cannot be known. So only the repeatability precision of the measured intracavity loss can be analyzed. The statistical results of the largest light intensity and the least measured intracavity loss are  $\pm 29.32$  ppm and  $\pm 70.71$  ppm, respectively. The criterion of the largest transmission intensity has better repeatability, which is basically consistent with the simulation result. In this way the rationality of this model can be verified to some degree. In this paper, the criterion of the largest transmission intensity is recommended in the cavity ring-down technique. Furthermore, this model can be a reference for the research of intracavity optical field response, intracavity optical field transmission, unstable resonator alignment, etc.

**Keywords:** angular spectrum propagation, ring-down cavity, intracavity light field transmission, cavity maladjustment

**PACS:** 42.60.Da, 42.30.Kq, 42.60.Jf

**DOI:** 10.7498/aps.72.20221530

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61805251, 61875203, 11811530290, 11704382).

# These authors contributed equally.

† Corresponding author. E-mail: [hexingjiayou@126.com](mailto:hexingjiayou@126.com)

‡ Corresponding author. E-mail: [pingyang2516@163.com](mailto:pingyang2516@163.com)



## 基于角谱传播理论的衰荡腔光场传输模型及调控评价准则研究

何星 田中州 王帅 杨平 许冰

## Optical field propagation model of ring-down cavity light field based on angular spectrum propagation theory and evaluation criterion of cavity tuning

He Xing Tian Zhong-Zhou Wang Shuai Yang Ping Xu Bing

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 014205 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20221530

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221530>

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

### 您可能感兴趣的其他文章

#### Articles you may be interested in

连续波腔衰荡光谱技术中模式筛选的数值方法

Numerical methods of mode selection in continuous-wave cavity ring-down spectroscopy

物理学报. 2019, 68(24): 244201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190844>

用于光腔衰荡光谱测量的多支路掺铒光纤飞秒光梳系统

Multi-branch erbium fiber-based femtosecond optical frequency comb for measurement of cavity ring-down spectroscopy

物理学报. 2022, 71(8): 084203 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212162>

基于傅里叶变换的波长扫描腔衰荡光谱

Wavelength-scanned cavity ring down spectroscopy based on Fourier transform

物理学报. 2019, 68(20): 204204 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191062>

光学反馈线性腔衰荡光谱技术不确定性

Uncertainty of optical feedback linear cavity ringdown spectroscopy

物理学报. 2022, 71(12): 124201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20220186>

宽频带压缩态光场光学参量腔的设计

Design of optical parametric cavity for broadband squeezed light field

物理学报. 2020, 69(23): 234204 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200890>

基于环形微腔的多频段三角晶格光子晶体耦合腔波导光学传输特性

Optical transmission characteristics of multi-band triangular-lattice photonic crystal coupling cavity waveguide based on annular microcavity

物理学报. 2018, 67(23): 234201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181579>