

像光路。人造散射体(a)在中央亮块的强度较大,为使实验清晰起见,用挡板挡去了中央亮块,这样(4)式中的 α 只在四孔内不为零。选取 Δ 为一足够大的圆孔,让 α 的自相关完全落在 Δ 的自相关中。由(4)和(9)式可知,所得非相干光散斑图的晕轮廓应是四孔自相关的轮廓,实验结果图4(b)证实了这一点。

5.5 非相干单色光散斑和白光散斑的比较

取一圆盘为试件,在其作刚体转动前后作双曝光散斑照相。保证其它所有条件不变,一张散斑图用非相干单色光拍摄,另一张用白光拍摄。并在完全相同的位置上滤波,得图6的全场条纹照片。显然,单色光散斑的条纹比白光散斑的条纹清晰。单色光

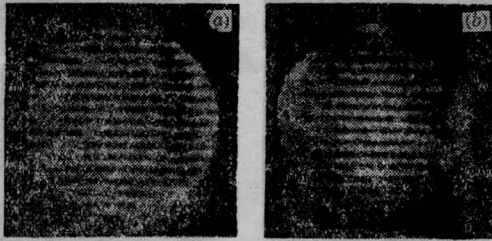


图6 全场条纹对比
(a) 单色光; (b) 白光

散斑图的衍射效率也高。

由上述讨论可见,白光散斑使用的记录介质除分辨率的要求外,其增感范围应和光源的光谱成份匹配。例如天津全息I型干板对632.8nm的色光最敏感,则选用红光丰富的光源为宜。事实上只需在光路中加一滤色片就能显著提高条纹质量。我们在一个实验中用溴钨灯作光源,加普通相机用的红色滤色片,效果不错。加滤色片的唯一代价是使曝光时间增加。

感谢王定兴老师的大力帮助。

参 考 文 献

- 1 Liu B C, Lin S T. *Appl. Opt.*, 1986; **25**(1): 11
- 2 Chiang F P, Li D W. *Appl. Opt.*, 1985; **24**(4): 2166
- 3 顾杰,沈永昭. 中国激光,1967, **14**(8): 470
- 4 J W 顾德门,傅里叶光学导论,科学出版社,1979; chap. 5~7
- 5 顾杰 *et al.* 中国激光,1987; **14**(10): 607
- 6 顾杰 *et al.* 苏州大学学报,1986; **2**(2): 161
- 7 顾杰. 实验力学,1986; **1**(4): 371

(收稿日期: 1987年3月13日)

关于等价共焦腔方法的讨论

卢 亚 雄

(成都电讯工程学院光电子技术系航)

Discussion on equivalent confocal resonator method

Lu Yaxiong

(Department of Opto-Electronic Techniques, Chengdu Institute of Radio Engineering, Chengdu)

Abstract: Uniqueness of equivalent confocal resonator method is discussed. Demonstration of the uniqueness for the cases it holds has been improved by using the quasigeometric theory of optical resonators and the characters of the equivalent symmetric confocal resonator.

一、概 述

稳定球面两镜腔的模式理论是建立在其与共焦腔等价的基础上的。在许多文献中,为了证明等价共焦腔存在的唯一性,都假设稳定球面两镜腔本征

模式的等相位面曲率半径 ρ_{G_i} ,在腔镜处等于腔镜的曲率半径 ρ_i :

$$\rho_{G_i} = \rho_i \quad (1)$$

由于上式并不普遍成立,因此文献[1]的作者对等价共焦腔方法提出质疑。鉴于这个问题的重要性,有

必要作进一步的商榷与讨论。

本文认为, 等价共焦腔方法在计算稳定腔模式特性方面是完全成立的。[1]中指出的不严密性, 主要来源于确定等价共焦腔的方法, 即(1)式的不普适性。这一问题可以通过改变确定等价共焦腔的方法而得到解决。

对于由实元件(变换矩阵元素为实数)组成的稳定球面镜腔, 当其几何参数确定以后, 腔内本征模式所对应的光腰大小 ω_{0j} 及其距相邻元件的距离 l_j ($j=1, 2, \dots, p$) 是唯一确定的。显然, 该谐振腔内光腰的个数 p , 不仅与腔内场分布(驻波或者行波)有关, 还与腔内是否有类透镜介质及该种介质的长度有关。一般来讲, 总有:

$$p \geq 1 \quad (2)$$

当以其中某一个光腰位置为坐标原点, 在腔轴上的 $z_j = \pm z_{0j} = \pm \frac{\pi \omega_{0j}^2}{\lambda}$ 处放置曲率半径为 $\pm 2z_{0j}$ 的两面球面反射镜, 就构成了与光腰 ω_{0j} 相对应的、该稳定球面镜腔的一个等价共焦腔。而对称共焦腔是稳定腔, 对于其对称分布高斯模^[2], 光腰半径确定的对称共焦腔是唯一的。因此, 腔内仅存在一个光腰的稳定球面两镜腔(腔内无类透镜介质, 或者类透镜介质的长度不是很长), 则唯一地与一个具有相同光腰大小的对称共焦腔等价。而腔内存在 p 个光腰的稳定球面镜腔, 例如含有较长的类透镜介质的两镜腔, 含透镜的两镜腔以及环形腔等, 就与 p 个对称共焦腔等价。这种等价的意义在于: 在腔内该光腰附近的自由空间的范围内, 等价共焦腔的对称高斯模与稳定球面镜腔对应的那一个本征高斯模, 在空间上是重合的。因此, 等价共焦腔的确定, 也就确定了稳定球面镜腔对应的那一臂的模式特性。显然, 在这样等价的基础上, 关于球面镜腔的损耗, 不存在等价关系, 使用等效菲涅耳数 N_{eff} 讨论腔的损耗, 是不严格的。

对于具有 p 个光腰的稳定球面镜腔, 理论上讲需要确定其 p 个等价共焦腔, 才能完全确定该稳定球面镜腔的模式特性, 等价共焦腔的唯一性是不成立的。对于仅具有 1 个光腰的稳定球面镜腔, 等价共焦腔的唯一性才成立。但是, 即使对于等价共焦腔唯一性成立的情况, (1)式仍不普遍成立, 因此, 有必要改善等价共焦腔唯一性的证明。

本文将以准几何光学理论确定腔内本征模式的腰斑位置, 再根据高斯模式的传播规律及对称共焦腔性质确定等价共焦腔。该等价过程中不再使用(1)式, 因此结果是普遍适用的。

二、等价共焦腔的建立

考虑任意稳定球面镜腔(可以是两镜的, 或者是多元件腔; 可以是驻波型的, 或者是行波型的), 其本征高斯模一个光腰的半径为 ω_{0j} , 它离开邻近的光学元件的距离为 l_j 。以该光腰位置为参考平面, 计算腔的往返矩阵(在行波腔中为一周的变换矩阵) M , 它具有以下形式^[3]:

$$M = \begin{pmatrix} A(l_j) & B(l_j) \\ -m & D(l_j) \end{pmatrix}$$

$$\begin{cases} A(l_j) = \frac{1}{2}[A_0 + D_0] + ml_j + n/2 \\ B(l_j) = ml_j^2 + nl_j + B_0 \\ D(l_j) = \frac{1}{2}[A_0 + D_0] - ml_j - n/2 \end{cases} \quad (3)$$

其中 A_0, B_0, D_0 以及 m, n 均为常数。得到的光腰位置 l_j 为

$$l_j = -n/2m \quad (4)$$

现在以该光腰的位置为基点, 向前(后)移动 $z_{0j} = \pi \omega_{0j}^2 / \lambda$ 的距离上放置等价共焦腔的腔镜, 就构成了与该光腰 ω_{0j} 对应的等价共焦腔。根据对称共焦腔对称高斯模的性质, 在共焦腔的腔镜位置上, 高斯模等相位面曲率半径 ρ_j 等于对称共焦腔曲率半径 ρ_{0j} , 而且有:

$$\rho_{0j} = \pm 2z_{0j} \quad (5)$$

另一方面, 在 $(l_j \pm z_{0j})$ 处的高斯模式等相位面曲率半径 ρ_j 为^[4]:

$$\rho_j(l_j \pm z_{0j}) = \frac{2B(l_j \pm z_{0j})}{A(l_j \pm z_{0j}) - D(l_j \pm z_{0j})} \quad (6)$$

因此, 对稳定球面镜腔的光腰 ω_{0j} , 若有一个对称共焦腔与之等价, 那么:

$$\rho_{0j} = \rho_j(l_j \pm z_{0j}) \quad (7)$$

联立上面三式, 得到关于共焦参数 z_{0j} 的二次方程, 将(3)式代入, 求得:

$$mz_{0j}^2 = ml_j + nl_j + B_0 \quad (8)$$

该方程有两个绝对值相等而符号相反的实数解, 考虑到 z_{0j} 的解应大于零, 而且将(4)式代入, 则得到:

$$z_{0j} = \frac{1}{2m} \sqrt{4mB_0 - n^2} \quad (9)$$

既然等价共焦腔的共焦参数是唯一确定的, 因此, 对于只有一个光腰的稳定球面镜腔, 由(9)式决定的等价共焦腔是唯一的。

三、结 论

1. 仅当稳定球面镜腔只具有一个光腰时, 该谐振腔的等价共焦腔才是唯一的。在这种情况下, (1)式仍不普遍成立, 使用本文介绍的方法, 可以改善等

价共焦腔唯一性的证明。

2. 当稳定球面镜腔具有 p (大于 1) 个光腰时, 该腔与 p 个对称共焦腔等价, 等价的唯一性不再成立。理论上讲, 要求出 p 个等价共焦腔后才能完全确定该腔的本征模式, 这样, 与其使用等价共焦腔方法, 还不如使用其它的等效方法更为妥当。

3. 对于具有虚元件(例如高斯反射率反射镜, 其变换矩阵元素可为复数), 按常规定义的等相位面曲率半径及模斑半径均为复数^[5]。上面的讨论没有包括这种复杂的情况。实际上这种情况下, “等价共焦腔方法”已失去实际意义。

参 考 文 献

- 1 吕百达. 中国激光, 1986; 13(10): 662
- 2 陈侗嵘. 成都电讯工程学院学报, 1983; 4: 10
- 3 卢亚雄. 中国激光, 1988; 15(4): 248
- 4 Yariv. Quantum Electronics, 2 Edition John Wiley & Sons Inc, 1975: 139
- 5 Dwight M Walsh. Appl. Opt., 1986; 25(17): 2947

(收稿日期: 1987年4月15日)

直流辉光放电 HgX ($X = Cl, Br, I$) $B^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Sigma^+$ 发射光谱的研究

徐 淦

(北京航空航天大学)

T. A. King

(英国曼切斯特大学)

Emission spectra of HgX ($X = Cl, Br, I$) $B^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Sigma^+$ transitions in DC glow discharge

Xu Gan

(Beijing Institute of Aeronautics and Astronautics, Beijing)

T. A. King

(Manchester University, UK)

Abstract: It was found experimentally that the resonant energy transfer and Penning process have relatively larger reaction crosssections in $HgBr + N_2$ and HgX_2 ($X = Cl, Br, I$) + Ar mixtures respectively. The stimulated cross sections, saturation intensities and oscillation thresholds of these transitions were calculated from experimental data. The possibility for CW operation of $HgX_2/HgX(B \rightarrow X)$ lasers is also discussed.

一、引 言

蓝绿色激光由于在水下通讯等方面的应用近年来颇受重视^[1], 溴化汞激光就是其中的一种, 连同氯化汞、碘化汞激光, 统称为 HgX ($X = Cl, Br, I$) 激光, 其波长在可见波段一定范围内可调 ($HgCl$: 552~559 nm, $HgBr$: 495~505 nm, HgI : 443~445 nm)。激光跃迁 $B^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Sigma^+$ 的上能态激发可由 HgX_2 蒸气在紫外光或快放电作用下分解实现: $HgX_2 \rightarrow HgX_2(b^1\Sigma_u^+) \rightarrow HgX(B^2\Sigma^+) + X(^2P)$ 。用后一种方式可制成小型、封闭、长寿命器件, 但至今只能得到短脉冲(几十 ns) 输出。本文目的是通过研

究 $HgXB \rightarrow X$ 跃迁发射光谱, 进一步弄清各种缓冲气体和放电条件下 $HgX(B^2\Sigma^+)$ 形成机制, 探索提高激光效率和连续工作的途径。

二、实验方法

放电管由普通直管闪光灯和氦氖激光管改制, 电极由不锈钢制成, 以抗卤化物的腐蚀。放电管和样品池分别置于主、辅加热室内。室温下, HgX_2 为白色粉末, 蒸气压极低, 可以方便地对放电管抽真空和配气。所配气体为 He、Ne、Ar、Xe 及 N_2 。配气后对样品加热, 由温度控制 HgX_2 蒸气压, 主加热室温度保持比样品室高 10~20°C, 以避免 HgX_2 在放电