

圆形镜激光介稳共振腔的衍射理论结果

Abstract: Self-consistent integral equations for the field distribution of the resonant modes of virtual (real) concentric resonators and semi-concentric resonators with circular mirrors were solved by comparing with that of plane parallel resonators. The amplitude distribution of field intensity on the mirror surfaces of the concentric or semi-concentric resonators are just the same as that of symmetric plane parallel resonators consisting of two identical plane mirrors separated by a distance which equals to $2g_2$ times of the cavity length of concentric or semi-concentric resonators. The power loss per round trip of resonant mode of concentric or semi-concentric resonators just equals to that of per transit of the resonant mode of the plane parallel resonators mentioned above.

到目前为止,对介稳腔 ($g_1g_2=1$ 或 $g_1g_2=0$) 讨论不多^[1],用几何光学法计算,指出虚共心腔轴向波型的损耗为零,非轴向波型的偏折损耗比平行平面腔大 $|r_1/r_2|=|g_2|$ 倍,波面为球面波。文献[2]报导了钕玻璃虚共心腔激光器的输出光束能量小,峰值亮度高,发散角小,光强分布均匀;同时指出几何光学法的局限性,轴向波型的损耗不但为零,而且比平行平面腔大。输出波面也不可能为纯球面波,因为有边界衍射。本文以衍射理论较全面地研究介稳腔特性。

设介稳腔腔长为 L ,二反射镜的半径、曲率半径分别为 a_1, a_2, r_1, r_2 (镜面对腔内呈凹面时取正值)。设 $r_2 < r_1$,则镜2上的光斑比镜1上的小,可近似认为 $a_2 \rightarrow \infty$ 。设镜1上的场分布为 $R_1(r)e^{-i\phi}$, 往复一周的传播常数为 γ_1 ,衍射损耗为 $\delta=1-|\gamma|^2$ 。另设一圆形镜对称平行平面腔,二反射镜半径是 a_1 ,腔长是 L' 。镜上的场分布是 $U_1(r)e^{-i\phi'}$, 单程传播常数是 χ_1 。 $U_1(r)$ 和 χ_1 都已由[3]给出。写出上述二种情况下的费涅耳衍射自洽积分方程,

用与[4]相似的方法,作一些变换,进行比较,可见,介稳腔可用平行平面腔等效,但需用下列关系:

利用下表,可对任何介稳腔,只要 $g_2 \neq 0$,就可套用 Fox-Li 的对称平行平面腔的数值解。由数值解可见,介稳腔有下述特性:

(1) 衍射损耗: 虚共心腔基模往复一周的衍射损耗近似为: $\delta_0 = 0.207 \left(\frac{1}{N'}\right)^{1.4} = 0.207 |2g_2|^{1.4} \left(\frac{1}{N'}\right)^{1.4}$, 因此介稳腔基模往复一周的衍射损耗比同样尺寸的平行平面腔 ($L'=L, a_2 \rightarrow \infty$) 大 $|g_2|^{1.4}$ 倍。实验^[2]证明,虚共心腔激光器输出功率低于平行平面腔。

(2) 选模特性: TEM_{10} 模往复一周的损耗近似等于基模 TEM_{00} 往复一周的损耗的 2.3 倍, $\delta_1/\delta_0 = 2.3$ 。由于介稳腔的损耗比平行平面腔的大 $|g_2|^{1.4}$ 倍,所以虚共心腔的 $\delta_1 - \delta_0$ 比平面腔的 $\delta_1 - \delta_0$ 大得多,介稳腔对基模的选择能力比平行平面腔的大得多。

(3) 场分布特性: 由图 1 可见,费涅耳数越小,

	等效平行平面腔		虚共心腔 镜 1 上的场分布	传播常数
	腔长 L'	费涅耳数		
虚共心腔	$L'=2 g_2 L$	$N'=N/ 2g_2 $	$R_1(r_1)=U_1(r_1)$	$\gamma_1=\chi_1$
实共心腔	$L'=2 g_2 L$	$N'=N/ 2g_2 $	$R_1(r_1)=U_1^*(r_1)$	$\gamma_1=\chi_1^*$
$g_2 > 0$ 的半共心腔 ($g_1=0$)	$L'=2g_2L$	$N'=N/(2g_2)$	$R_1(r_1)=U_1^*(r_1)$	$\gamma_1=(-1)^{l+1}\chi_1^*$
$g_2 < 0$ 的半共心腔 ($g_1=0$)	$L'=2 g_2 L$	$N'=N/ 2g_2 $	$R_1(r_1)=U_1(r_1)$	$\gamma_1=(-1)^{l+1}\chi_1$

* 表示复共轭。 $g_1=1-L/r_1, g_2=1-L/r_2$

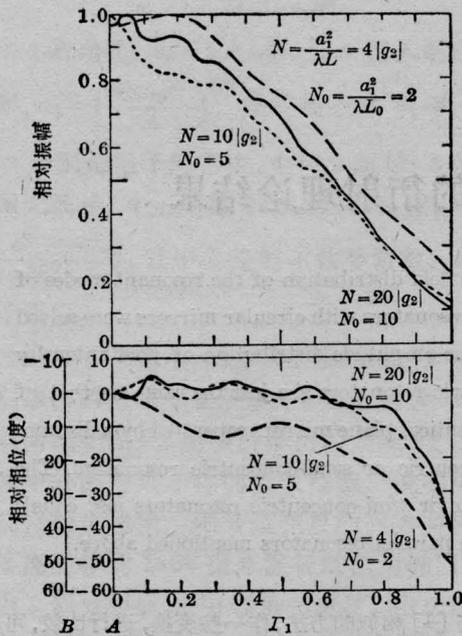


图1 圆形镜介稳共振腔输出镜上TEM₀₀模场的相对振幅分布及相对相位分布

A标尺——表示虚共心腔 $g_2 < 0$ 的半共心腔的相对相位分布;

B标尺——表示实共心腔 $g_2 > 0$ 的半共心腔的相对相位分布

大气压行波激励 N₂ 激光器

Abstract: An atmospheric N₂ molecular laser with a pair of wide electrodes is described. The laser can be operated in different modes of discharge by varying the angle included between electrodes, and it is possible to obtain unidirectional output in traveling-wave mode as the angle is bigger than 0.6 mr.

近年来,由于高速摄影、光化学反应的研究以及荧光测量等的需要,人们希望获得超短脉冲的相干光源。行波激励的高气压 N₂ 激光器,其光脉冲的宽度主要由受激分子的弛豫时间所决定,与光在光腔中的传播时间无关,从而成为获得微微秒脉冲紫外光源的器件之一^[1]。我们在一对宽电极结构的 N₂ 激光器上作了关于实行行波激励条件的实验。

激光器的结构如图1所示。它是一个典型的 Blumlein 激励电路的激光器,其特点是采用了一对宽度为 30 毫米的宽电极,电极本身与复盖在上下两面的两块铜片构成了激光器的储能电容与脉冲形成

场分布越均匀,镜边缘的场振幅下降得也少,因此介稳腔的场分布,比具有同样费涅耳数的对称平行平面腔的场分布均匀,起伏小。

从相位分布看,镜边缘处的相位比中心处的相位落后约 40° 到 53°,约相当于 1/8 波长的光程差。因此输出的基模是很好的球面波,它的发散角(会聚成平面波后的),只有同样大小的对称平行平面腔的光束发散角的 $1/\sqrt{2|g_2|}$

由上可见,利用衍射理论,可获得与实验结果相符的结论,这可用于正确设计介稳腔。

参 考 文 献

- [1] 激光物理学编写组;《激光物理学》,上海人民出版社,1975年。
- [2] 赫光生等;《激光》,1978,5, No. 2, 6.
- [3] A. G. Fox, T. Li; Bell. Sys., Tech. J., 1961, 40, No. 2, 453.
- [4] A. E. Siegman; Laser Focus, 1971, No. 5, 42.

(山西大学物理系 周国生
1980年2月20日收稿)

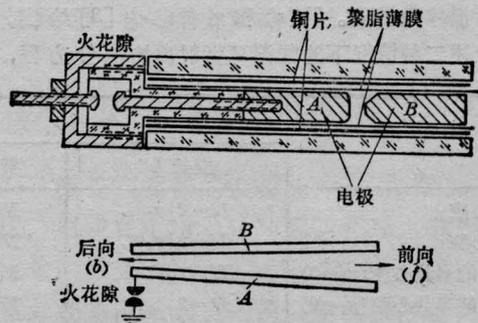


图1 激光器结构示意图