

深度热稳定望远镜腔

吕百达 廖 严 陈文娛 蔡邦维 罗名蓉
(四川大学物理系, 成都)

提 要

本文从理论上详细讨论了当 $g^*g_2^*$ 参数满足条件 $g_1^*g_2^*=1/2$ 的望远镜腔的深度热稳特性。解析地推导出补偿热扰的望远镜失调量 Δ 的精确表示式。并且证明, 采用适当的假设, 就可从精确公式推导出文献 [4, 5] 中失调量 Δ 的简化近似公式。计算机模拟和数值计算证实了我们的理论结果, 并给出光斑大小随望远镜腔参数变化的曲线。

关键词: 热稳定性; 望远镜腔; 望远镜失调量。

一、引 言

当常规多元件光腔的 g_1^* 参数满足条件^[1]:

$$g_1^*g_2^*=1/2 \quad (1)$$

时, 具有很好的约束稳定性和热稳定性。对这种深度热稳腔^[1, 2], 特别是高功率固体激光系统常采用的深度热稳定望远镜腔^[3~5], 已进行了许多理论和实验研究, 认为有可能用调节望远镜系统失调量 Δ 的方法来补偿激光介质的热透镜效应。为此, 有必要在理论上求出热补偿失调量 Δ 的公式, 并与实验进行比较。文献 [3~5] 在作了一些简化近似的条件下讨论了这一问题。虽然发展一般情况下的热稳腔理论^[1, 2, 6], 对高功率激光器腔型的设计有指导意义, 但建立深度热稳腔比较严格的理论亦是十分必要的。本文以平行平面望远镜腔为主要分析对象, 推导出这类光腔严格的热稳条件和当满足深度热稳条件 (1) 式时失调量 Δ 的精确公式, 并且证明, 采用适当的假设, 就可以从我们的公式简单地推导出 Δ ^[4, 5] 的简化近似公式。我们所推出的公式, 不仅有理论意义而且提供了与近似公式进行比较的手段。用计算机所作的大量数值计算不仅证实了我们的理论分析, 而且揭示出望远镜腔的一些特征。

二、含热透镜平行平面望远镜腔的基模热稳公式

文献 [6] 中已推导出多元件腔的一般热稳公式。但针对本文所讨论的问题, 灵活使用多元件腔的分析方法, 得出另一等价形式的^{热稳}条件将证明是十分有用的。

研究对象设为图 1 所示含热透镜(焦距 f')和望远镜系统(焦距分别为 f_1 、 f_2 相距 l 的两个薄透镜)的多元件腔, 两个腔反射镜 S_1 、 S_2 均为平面镜, 并设激光由 S_1 端输出, 其余腔参数标记于图 1。

现在使用等效厚透镜法, 即将热透镜和望远镜系统等效为一个传播矩阵为^[7]

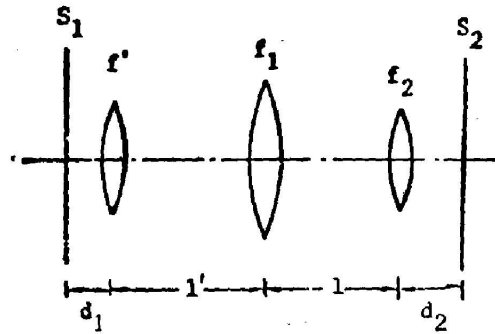


Fig. 1 Plane-plane telescopic resonator with an internal thermal lens

$$M = \begin{bmatrix} 1 - \frac{n_2}{F} & L \\ -\frac{1}{F} & 1 - \frac{n_1}{F} \end{bmatrix}$$

的厚透镜,其主距 h_1 、 h_2 , 焦距 F 和厚度 L 分别为

$$h_1 = \frac{(\Delta l' + l f_1) f'}{\Delta(f_1 + f' - l') - f_1^2}, \quad (2)$$

$$h_2 = \frac{f_2 [l(f' + f' - l'(f_2 - \Delta))]}{\Delta(f_1 + f' - l') - f_1^2}, \quad (3)$$

$$F = \frac{f_1 f_2 f'}{\Delta(f_1 + f' - l') - f_1^2}, \quad (4)$$

$$L = l + l' - \frac{l l'}{f_1}, \quad (5)$$

式中 $\Delta = f_1 + f_2 - l$ (望远镜的失调量)。若将参考面作移动, 即 $d_1 \rightarrow d'_1 = d_1 + h_1$, $d_2 \rightarrow d'_2 = d_2 + h_2$, 则把图 1 的望远镜腔等效为图 2 的含有一个薄透镜 (焦距为 F , 距两腔镜 S_1 、 S_2 分别为 d'_1 、 d'_2) 的多元件腔, 其镜 S_1 的基模高斯光束光斑半径 ω_1 为^[7]

$$\omega_1^2 = \frac{\lambda L^*}{\pi} \left[\frac{g_2^*}{g_1^* (1 - g_1^* g_2^*)} \right]^{\frac{1}{2}},$$

式中 g^* 参数

$$g_i^* = 1 - \frac{d_i}{F} \quad (i, j = 1, 2) \quad i \neq j \quad (6)$$

λ 为激光波长。

按 [1], 设镜 S_1 是匹配的, 则基模热稳条件为 $\frac{d\omega_1}{df'} = 0$ 。把 (2~4) 式、 d_1 、 d_2 、 ω_1^2 关系式和 (6) 式代入此条件式, 作求导运算, 这时 h_1 、 h_2 、 F 都是热焦距 f' 的函数。将结果加以整理得到

$$2F(1 - g_1^* g_2^*) g_1^* g_2^* + d_1 g_1^* (1 - 2g_1^* g_2^*) - d'_1 g_2^* + \frac{F l g_2^*}{f_1} \cdot \frac{1 - \frac{\Delta h_2}{l f_2}}{1 - \frac{\Delta F}{f_1 f_2}} = 0. \quad (7)$$

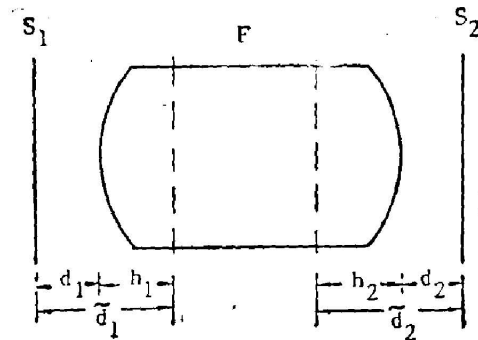


Fig. 2 Plane-plane resonator with an equivalent thick lens

(7)式便是平行平面望远镜腔严格的基模热稳公式。可以证明,它与文献[6]中的(9)式是完全等价的。

由推导过程可知,在高斯光束意义下,(7)式是精确的解析表示式。它在进行平行平面热稳定望远镜腔的理论分析时有重要性,但为求失调量 Δ 的公式,更为方便的是直接从深度热稳条件(1)式出发进行推导。

三、含热透镜平行平面望远镜腔失调量 Δ 的公式

将(2)~(4)式代入(6)式,并作适当整理,得

$$g_1^* = \frac{f_1(d_2 - f_2)}{f_2 f'} - \frac{f_2(f' + f_1 - l)}{f_1 f'} - \frac{\Delta}{f_1 f_2 f'} (d_2 - f_2)(f' + f_1 - l), \quad (8)$$

$$g_2^* = \frac{f_1(d_1 - f')}{f_2 f'} - \frac{\Delta}{f_1 f_2 f'} [d_1(f' + f_1 - l) + f'(l - f_1)]. \quad (9)$$

将(8)、(9)式入(1)式,容易证明 Δ 是一元二次方程

$$A\Delta^2 + B\Delta + C = 0 \quad (10)$$

的一个根

$$\Delta = \frac{-B \pm \sqrt{B^2 - 4AC}}{2A}. \quad (11a)$$

式中士号取舍由具体问题而定,且

$$\begin{cases} A = (d_2 - f_2)(f' + f_1 - l)[d_1(f' + f_1 - l) + f'(l - f_1)], \\ B = -\{f_1^2(d_1 - f')(d_2 - f_2)(f' + f_1 - l) + [f_1^2(d_2 - f_2) \\ \quad - f_2^2(f' + f_1 - l)][d_1(f' + f_1 - l) + f'(l - f_1)]\}, \\ C = f_1^2(d_1 - f')[f_1^2(d_2 - f_2) - f_2^2(f' + f_1 - l)] - \frac{1}{2} f_1^2 f_2^2 f'^2. \end{cases} \quad (12a)$$

显然,满足深度热稳条件时,(11a)式是一个精确的解析结果。

四、讨 论

文献[3~5]都限于讨论满足(1)式的深度热稳定望远镜腔,并都附加了条件,才得出失调量的近似公式。现在证明,采用适当的近似,就可以从我们在二、三节中得到的精确公式推出文献[4,5]中 Δ 的简化近似表示式。

1 设

$$|\Delta| \ll |f_2| \ll |f_1| \ll |f'| \quad (13)$$

由(7)式得 $2Fg_1^*g_2^*(1-g_1^*g_2^*) + (1-2g_1^*g_2^*)d_1g_1^* - d_2g_2^* \approx 0$ 。再将(1)式代入(13)式,并利用(13)式,对 Δ 求解得到

$$\Delta \approx \frac{f_2(f_1^2 + f_2f')/2d_2 - f_1^2}{l' - f_1 - f'} \quad (11b)$$

这即陆祖康等推出的公式^[5]。

2. 容易证明,当条件

$$d_1 \approx 0, l' - f_1 \rightarrow 0^{(4)}$$

成立时,(2)~(4)式简化为

$$h_1 \approx \frac{f_1 f' (f_1 + f_2)}{\Delta f' - f_1^2} \quad (15a)$$

$$h_2 \approx \frac{f_2 (f' l + f_1^2)}{\Delta f' - f_1^2} \quad (15b)$$

$$F \approx \frac{f_1 f_2 f'}{\Delta f' - f_1^2} \quad (15c)$$

且有

$$\frac{El}{f_1} \cdot \frac{1 - \frac{\Delta h_2}{lf_2}}{1 - \frac{\Delta F}{f_1 f_2}} - d_2' \approx f_2 - d_2 \quad (16)$$

将(1)、(16)式代入(7)式得到

$$F \approx 2g_2^*(d_2 - f_2)$$

再利用(9)、(15a)、(15c)式求得

$$\Delta \approx f_1^2 \left[\frac{1}{f'} - \frac{1}{2M^2(d_2 - f_2)} \right] \quad (17)$$

即文献[4]中的(28)式。式中 $M = -\frac{f_1}{f_2}$ (望远镜系统的角放大率)。(16)式亦很容易由(10)式推出。当条件(14)满足时,(12a)式简化为:

$$\begin{cases} A \approx 0, \\ B \approx f_1^2 f'^2 (d_2 - f_2), \\ C \approx \frac{1}{2} f_1^2 f_2^2 f'^2 - f_1 f' (d_2 - f_2). \end{cases} \quad (12b)$$

将(12b)式代入(10)式就得到(17)式。与文献[4]比较,立即可以发现,在推导(17)式时,我们所用的分析方法和推导步骤都大为简化。

3. 由数学推导过程知, 条件(13)与(14)并无大的差异, 由此得出 Δ 简化公式的近似程度, 由所选取的腔参数所决定。而(7)式、(11a)式则都是深度热稳平行平面望远镜腔的精确公式。大量数值计算亦证明了上述结论。表1列出部分计算结果。表中: (i) Δ_E 是按照基模热稳条件 ω_1 对 f' 求极值精确计算的结果, 它满足(7)式。(ii) $\Delta_{1/2}$ 是按(11a)式求出的 Δ 值。(iii) Δ_H 为按(17)式的计算值。(iv) Δ_L 为按(11b)式的值。

Table 1 Comparison between Δ_H , $\Delta_{1/2}$, Δ_E and Δ_L (for $\rho_1 \rightarrow \infty$, $\rho_2 \rightarrow \infty$)

resonator parameters (m)	g_1^*	g_2^*	$g_1^*g_2^*$	Δ_E (mm)	$\Delta_{1/2}$ (mm)	Δ_H (mm)	Δ_L (mm)
$d_1=0.16$ $d_2=0.5$ $l'=0.4$ $f'=2.5$ $f_1=0.149$ $f_2=-0.0408$	0.12	3.96	0.47	8.29	8.37	7.34	8.42
$d_1=0.16$ $d_2=0.5$ $l'=0.4$ $f'=3$ $f_1=0.149$ $f_2=-0.0408$	0.12	3.88	0.47	6.50	6.58	5.86	6.59
$d_1=0.2$ $d_2=0.7$ $l'=0.6$ $f'=10$ $f_1=0.5$ $f_2=-0.2$	0.19	2.46	0.47	2.45	3.61	2.78	0
$d_1=0.12$ $d_2=0.2$ $l'=0.4$ $f'=5$ $f_1=0.25$ $f_2=-0.04$	0.077	6.35	0.49	9.51	9.60	9.17	10.05
$d_1=0.1$ $d_2=1.2$ $l'=0.4$ $f'=8$ $f_1=0.5$ $f_2=-0.3$	0.30	1.65	0.50	0.86	0.87	1.25	-2.31
$d_1=0.1$ $d_2=1.2$ $l'=0.4$ $f'=7$ $f_1=0.5$ $f_2=-0.3$	0.304	1.64	0.50	5.21	5.22	5.71	2.64
$d_1=0$ $d_2=0.5$ $l'=0.2$ $f'=5$ $f_1=0.21$ $f_2=-0.06$	0.14	3.50	0.50	5.59	5.59	5.61	5.74
$d_1=0.1$ $d_2=1.2$ $l'=0.1$ $f'=7$ $f_1=0.58$ $f_2=-0.35$	0.34	1.62	0.55	7.31	3.61	8.54	3.77

五、数值计算例

举两例说明深度热稳腔的特性。腔 I、II 的有关参数见表 2。图 3 为腔内光束分布; 图 4 为腔反射镜 S_1 、 S_2 处光斑半径 ω_1 、 ω_2 随光焦度 $D(=1/f')$ 的变化; 图 5 为 ω_1 、 ω_2 随失调量 Δ 的变化; 图 6 为 ω_1 、 ω_2 随放大率 $M(f_2$ 固定, f_1 变化) 的变化; 图 7 为 ω_1 、 ω_2 随腔镜 S_1 至热透镜 f' 距离 d_1 的变化。

类似地, 还可以作出 ω_1 、 ω_2 随其它参数的变化。

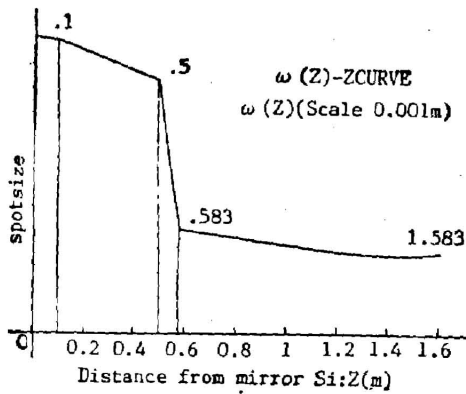


Fig. 3(a) Beam distribution in the resonator II

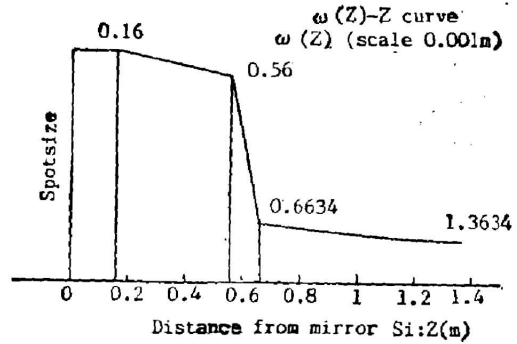


Fig. 3(b) Beam distribution in the resonator I

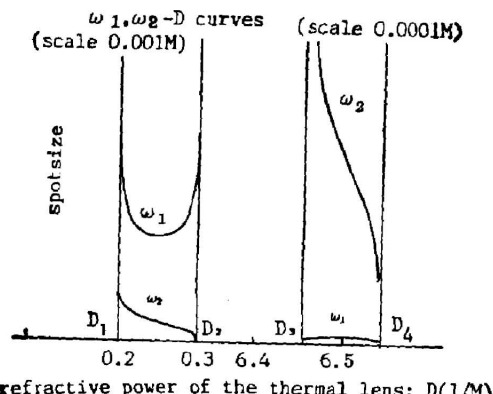


Fig. 4(a) Variation of ω_1, ω_2 with D in the resonator I

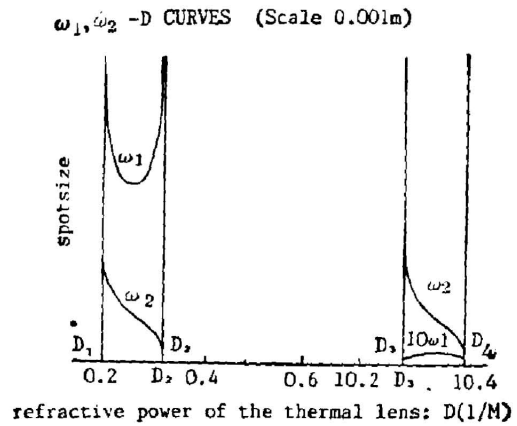


Fig. 4(b) Variation of ω_1, ω_2 with D in the resonator II

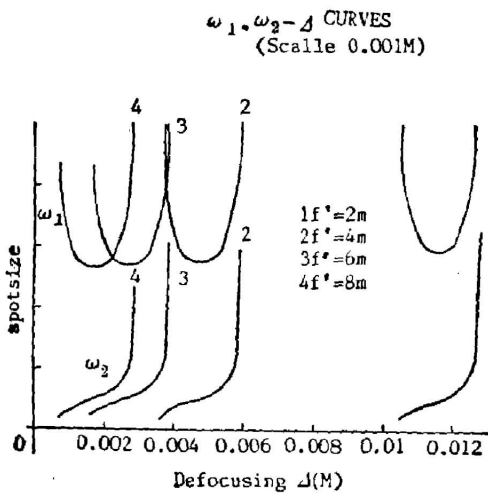


Fig. 5(a) Variation of ω_1, ω_2 with Δ in the resonator I

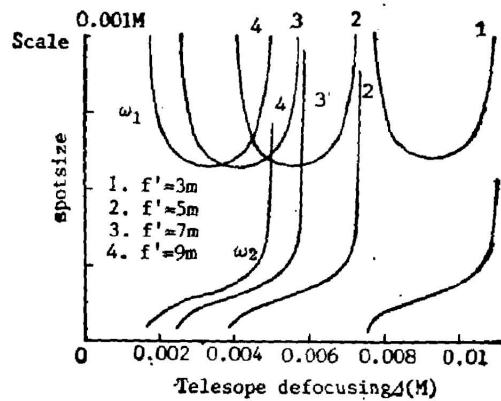


Fig. 5(b) Variation of ω_1, ω_2 with Δ in the resonator

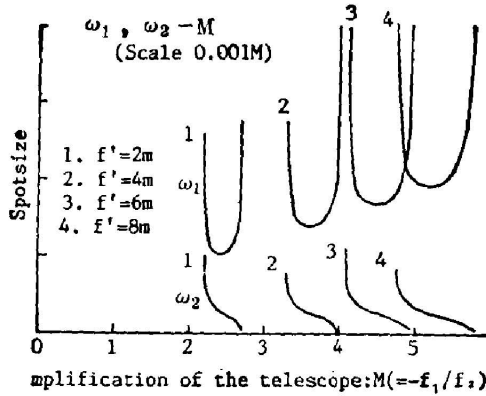


Fig. 6(a) Variation of ω_1, ω_2 with M (f_2 is fixed) in the resonator I

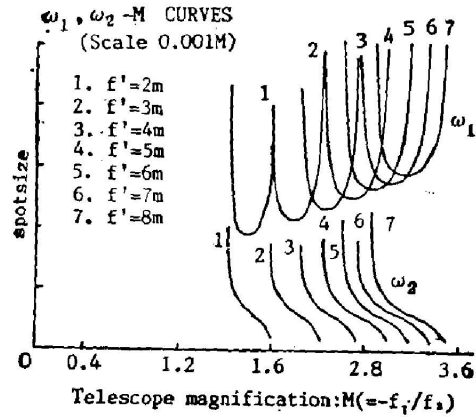


Fig. 6(b) Variation of ω_1, ω_2 with M (f_2 is fixed) in the resonator II

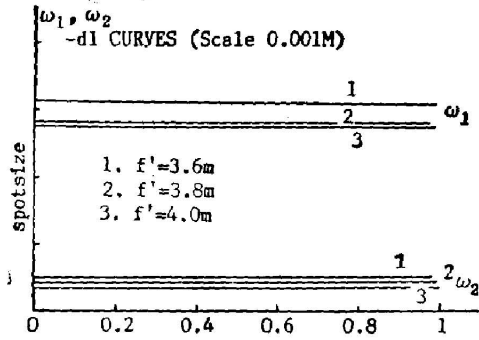


Fig. 7(a) Variation of ω_1, ω_2 with d_1 in the resonator I

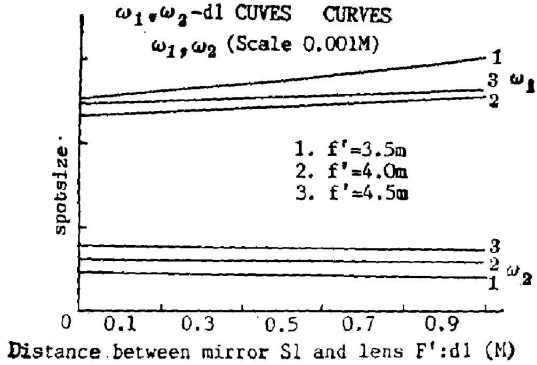


Fig. 7(b) Variation of ω_1, ω_2 with d_1 in the resonator II

Table 2 Resonator parameters used for calculation

parameters	No.		
	I	II	note
ρ_1	∞	10	resonator parameters, unit is m
ρ_2	∞	∞	
f'	4	4	
f_1	0.149	0.15	
f_2	-0.0408	-0.06	
d_1	0.16	0.1	
l'	0.4	0.4	
l	0.1034	0.083	
d_2	0.7	1	
g_1^*	0.129	0.184	
g_2^*	3.82	2.70	
$g_1^* g_2^*$	0.49	0.50	
D_I	0.21	0.19	
D_{II}	0.29	0.31	mode parameters, unit is mm
D_{III}	6.46	10.29	
D_{IV}	6.54	10.41	
W_1	2.75	2.34	
W_2	0.51	0.61	

由图可知: (1) 适当选择望远镜腔的参数, 可使之满足(或近似满足)深度热稳条件(1), 并做到大的 TEM_{00} 模体积, 小的光束远场发散角, 满足自孔径选模条件等。I、II 腔的主要缺点是透镜 f_2 至腔镜 S_2 段光斑尺寸较小, 这是由于望远镜系统对这段光束的压缩产生的。并且, 小的腰斑 ($\omega_{02} = \omega_2 = 0.5 \sim 0.6 \text{ mm}$) 落在镜 S_2 上, 这样容易造成全反射镜 S_2 和透镜 f_2 的光损伤。计算表明, 望远镜腔的各个参数对激光模参数的影响是不同的, 设计中应当作出这些曲线, 并通过细调腔参数来折衷解决。

(2) 一般而言, 随光、焦度 D 的变化, 光腔有两个约束稳定工作区(见图 4)。设计时应根据光焦度的实际变化范围(依赖于泵浦参数)来确定腔的稳定区。

(3) ω_1 随 d_1 变化很小, 因此可将激光介质尽可能靠近输出镜 S_2 , 以满足深度热稳条件的初始假设条件, 而不影响 ω_1 的大小。

(4) ω_1 随望远镜系统失调量 Δ 和角放大率 M (改变 f_1) 有相似的变化规律, 但 ω_1 随 Δ 的变化要灵敏得多。所以, 实际工作中较为方便的是通过调整 Δ 来补偿热扰, 以实现热稳工作。

(5) 计算表明, Δ 的微小改变会使光腔在 g^* 参数图上工作点的位置(与 g_1^* 、 g_2^* 有关)发生很大的变化。这意味着, 激光器的输出参数对 Δ 的变化十分灵敏。这也为我们的实验结果所证实^[7]。实验说明, 当 Δ 在毫米量级变化时, 激光输出能量有很显著的变化, 当 Δ 变化范围超过 5 mm 时, 激光输出能量可由最大值减小到零。因此, 我们认为, 对深度热稳定望远镜腔进行比较严格的理论分析并推导出 Δ 的精确公式是有必要的。这样, 也便于与近似公式进行比较, 以避免使用近似公式有时可能出现的较大误差。

最后应当指出, 本文虽然主要针对含热透镜平行平面腔进行解析讨论的, 但文中所用方法和有关结果不难推广到含热透镜望远镜腔(两反射镜曲率半径 ρ_i 有限时)的一般情况。

参 考 文 献

- [1] J. Steffen *et al.*; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1972, **QE-8**, No. 2 (Feb), 239.
- [2] J. P. Lörtscher *et al.*; *Opt. & Quant. Electron.*, 1975, **7**, No. 6(Nov), 505.
- [3] D. C. Hanna *et al.*; *Opt. Commun.*, 1981, **37**, No. 5, 359.
- [4] D. C. Hanna *et al.*; *Opt. & Quant. Electron.*, 1981, **13**, No. 6(Nov), 493.
- [5] 陆祖康等;《中国光学学会 1985 年年会论文集》, 1985, 101 (《光学学报》即将发表)。
- [6] 吕百达;《光学学报》, 1987, **7**, No. 2 (Feb), 105.
- [7] 吕百达;《激光光学》, (四川大学出版社, 1986), 258, 274.

Deeply thermo-stable telescopic resonator

LU BAIDA, LIAO YAN, CHEN WENYU, CAI BANGWEI AND LUO MINRONG

(Department of Physics, Sichuan University, Chengdu)

(Received 1 July 1987; revised 28 August 1987)

Abstract

In this paper the deeply thermo-stable characteristics of telescopic resonators with G parameters satisfied the condition $G_1 G_2 = 1/2$ are theoretically discussed in detail. An exact expression for the telescope defocusing which can compensate thermal disturbance is derived analytically. It has been shown that the simplified approximation formulae of the defocusing in Refs. [4][5] can be easily deduced from this exact formulation if the appropriate assumptions are adopted. Computer simulation and numerical calculation are carried out to confirm our theoretical results and the curves which describe the variation of beam sized with telescope-resonator parameters are given.

Key words: thermal stability; telescopic resonator; telescope defocusing.