

文章编号: 1001-3806(2004)06-0645-03

谐振腔参数对调 Q 腔内倍频系统稳定性的影响

马红玉¹, 李 隆^{1,2}, 田 丰³, 白 杨¹, 白晋涛¹

(1. 西北大学 光子学与光子技术研究所 光电子技术省级重点开放实验室, 西安 710069; 2. 西安建筑科技大学 理学院, 西安 710055; 3. 长安大学 基础部, 西安 710064)

摘要: 运用传输矩阵理论分析了 Z 型折叠腔声光调 Q 系统稳定运行的条件。分析了激光晶体的热透镜焦距、腔长、反射镜的曲率半径对系统稳定性的影响, 进行了数值计算和讨论。发现较短腔长其腔的稳定性较好, 经过实验验证, 较短腔长的激光器转换效率较高, 易获得较高的输出功率。

关键词: Z 型折叠腔; 腔内倍频激光器; 声光调 Q; 传输矩阵

中图分类号: TN248.1 文献标识码: A

The influence of resonator parameters on the stability of Q-switched intracavity-frequency doubled lasers

MA Hong-yu¹, LI Long^{1,2}, Tian Feng³, BAI Yang¹, BAI Jin-tao¹

(1. Provincial Key Laboratory of Photoelectronic Technology, Institute of Photonics & Phototechnology, Northwest University, Xi'an 710069, China; 2. Faculty of Science, Xi'an University of Architecture & Technology, Xi'an 710055, China; 3. Department of the Foundation, Chang'an University, Xi'an 710064, China)

Abstract: The stable condition of Z-shaped A-O Q-switched intracavity-frequency doubled laser is analyzed with the matrix optics. The influence of the resonator's length, curvature radii of mirrors and the thermal length of the laser crystal on the system stability is analyzed with numerical calculation. It is proved that the shorter cavity is easier to achieve high output power and high transition efficiency.

Key words: Z folded resonator; intracavity frequency doubled laser; A-O Q-switched; transmission matrix

引 言

Z 型折叠腔因模参数调整灵活以及腔内有效空间大等原因, 在高功率端面抽运固体激光器中获得了广泛应用。在腔内倍频情况下, 折叠腔很容易实现双向倍频单向输出, 而且可以使倍频转换过程与激光介质隔离。因此, 高功率腔内倍频激光器大多采用折叠腔^[1]。谐振腔参数选择不当, 不但会影响谐振腔的稳定性, 而且使激光器的谐波转换效率降低。激光晶体吸收抽运光能量产生激光辐射的同时, 在其内部形成了非均匀的温度场分布, 其热效应严重地影响着激光器各方面的性能, 甚至限制了激光器输出功率的提高。

本文中针对半导体激光器端面抽运的声光调

Q Nd:YVO₄/LBO Z 型谐振腔, 运用腔内传输矩阵理论, 分析了腔参数、激光介质的热透镜效应、腔镜曲率半径对谐振腔稳定性的影响, 所得结果对 Z 型折叠腔的设计具有参考价值。

1 理论分析

LD 端面抽运的声光调 Q Nd:YVO₄/LBO Z 型谐振腔见图 1。随着 LD 抽运功率的增大, 激光晶体的热透镜效应越来越显著。因此, 在谐振腔的设计中

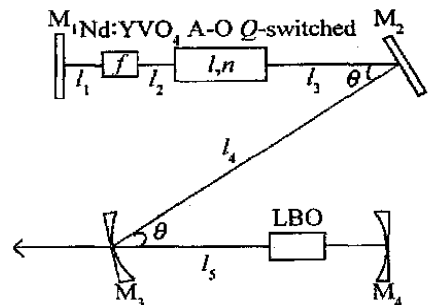


Fig. 1 The experiment schematic diagram of A-O Q-switched intracavity frequency doubling Nd:YVO₄/LBO laser

作者简介: 马红玉(1979), 女, 硕士, 从事大功率固体激光器方面的研究工作。

E-mail: red1stone@hotmail.com

收稿日期: 2003-12-04; 收到修改稿日期: 2004-02-13

考虑到 Nd:YVO₄ 晶体的热透镜效应, 并将其等效为一个焦距为 f 的透镜^[2]。倍频晶体虽然对于谐振腔内的基频激光有所吸收, 但是由于吸收系数较小, 相应的热效应也较小, 这里忽略其热效应影响。声光晶体尺寸较大, 将其等效为一折射率为 n 的均匀介质。图 1 中 l_1 为镜 M₁ 距激光晶体的距离, l_2 为激光晶体距声光晶体距离, l_3 为声光晶体距镜 M₂ 的距离, l_4 为 M₂ 镜距 M₃ 镜的距离, l_5 为 M₃ 镜距 M₄ 镜的距离。 l, n 分别为声光晶体的长度与折射率。 θ 为镜 M₂、镜 M₃ 处的折叠角。

以镜 M₁ 为参考的子午面往返矩阵为:

$$M_t = \begin{bmatrix} A_t & B_t \\ C_t & D_t \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \times \\ \begin{bmatrix} 1 & l/n \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_3 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2/r_2 \cos \theta & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_4 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \times \\ \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2/r_3 \cos \theta & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_5 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2/r_4 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_5 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \times \\ \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2/r_3 \cos \theta & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_4 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2/r_2 \cos \theta & 1 \end{bmatrix} \times \\ \begin{bmatrix} 1 & l_3 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l/n \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (1)$$

以镜 M₁ 为参考的弧矢面往返矩阵为:

$$M_s = \begin{bmatrix} A_s & B_s \\ C_s & D_s \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \times \\ \begin{bmatrix} 1 & l/n \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_3 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2 \cos \theta / r_2 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_4 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \times \\ \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2 \cos \theta / r_3 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_5 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2/r_4 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_5 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \times \\ \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2 \cos \theta / r_3 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_4 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2 \cos \theta / r_2 & 1 \end{bmatrix} \times \\ \begin{bmatrix} 1 & l_3 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l/n \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & l_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2)$$

根据谐振腔的稳定性条件为^[3]:

$$\begin{cases} |(A_t + D_t)/2| \leq 1 \\ |(A_s + D_s)/2| \leq 1 \end{cases} \quad (3)$$

即只有在子午面和弧矢面内的往返矩阵同时满足稳定性条件时, 谐振腔才处于稳定状态。同时可以计算出 Z 型谐振腔内基模高斯光束 q 参数和往返矩阵各元素之间的关系为:

$$\frac{1}{q_t(s)} = \frac{D_t(s) - A_t(s)}{2B_t(s)} - i \sqrt{\frac{\left[\frac{A_t(s) + D_t(s)}{2} \right]^2}{B_t(s)}} = \frac{1}{R_t(s)} - i \frac{\lambda}{\pi w_t^2(s)} \quad (4)$$

在激光晶体处的高斯光束光斑半径为:

$$w_t(s) = \sqrt{\frac{\lambda |B_t(s)|}{\pi \left[1 - \left[\frac{A_t(s) + D_t(s)}{2} \right]^2 \right)}} \quad (5)$$

如果改变往返矩阵的起点位置, 可以得出腔内各处的束参数, 从而可以知道腔内光束的分布情况。将倍频晶体放置于谐振腔的束腰处, 便可以获得较高倍频转换效率。

激光晶体在 LD 抽运下所产生的等效凸透镜焦距的表达式^[2]:

$$f = \frac{\pi K_c w^2}{\delta P_{in} (dn/dT)} \cdot \frac{1}{1 - \exp(-\alpha l)} \quad (6)$$

式中, K_c 为激光介质的热传导系数, dn/dT 为激光介质折射率随温度的变化率, α 为激光介质对抽运光的吸收系数, l 为激光介质的长度, P_{in} 为抽运光功率, δ 为激光介质内作为热所损耗的功率占吸收功率的比例, w 为抽运光在激光介质中的半径, 当抽运光为高斯分布时, w 定义为: 抽运光在 w 处强度是在轴心强度的 $1/e^2$ 。对掺杂粒子数分数为 0.5% 的 Nd:YVO₄ 晶体, $K_c = 0.054 \text{ W}/(\text{cm} \cdot \text{K})$, $\alpha = 14.8 \text{ cm}^{-1}$, $dn/dT = (4.7 \pm 0.6) \times 10^{-6}/\text{K}$ 。由上式可看出: 当抽运光功率太大或抽运光光斑半径太小都将使热焦距变短, 因此实验中当用大功率 LD 抽运时, 在基本满足与腔模相位匹配条件下^[4], 抽运光的束腰半径应该尽量增大以减少热透镜效应^[5]。根据以上实验参数, 可计算得到当抽运光为 20W 时, 热焦距大约为 16cm 左右。

有了以上分析和动态谐振腔模型的建立, 根据给定的腔参数, 研究激光器系统稳定性与一些特定参数的关系。通过数值计算研究了腔稳定条件 $|(A_t(s) + D_t(s))/2|$ 与激光晶体热透镜焦距的关系, 激光介质端面的光斑半径 w_{end} 与抽运功率 P_{in} 的关系, 腔参数对激光介质端面的光斑半径的影响。

2 计算结果及讨论

镜 M₁、镜 M₂ 为平面镜, 取 $l_1 = 0.015 \text{ m}$, $l_2 = 0.020 \text{ m}$, $l_5 = 0.106 \text{ m}$, 声光晶体为熔凝石英, 其长度为 $l = 0.046 \text{ m}$, $n = 1.46$ 。图 2 为镜 M₃ 的曲率半径

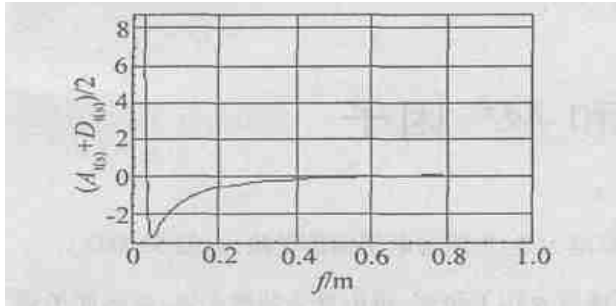


Fig. 2 The diagram of $(A_{t(s)} + D_{t(s)})/2$ as a function of f

$r_3 = 0.15\text{m}$, 镜 M_4 的曲率半径 $r_4 = 0.1\text{m}$ 时, 激光晶体热焦距 f 与腔稳定性参数 $(A_{t(s)} + D_{t(s)})/2$ 的变化曲线。可以看出在 LD 抽运功率较小(小于 20W) 时, 激光晶体表现出的热透镜效应不明显, 其热焦距处于 $f > 0.15\text{m}$ 的范围内, 谐振腔处于稳态范围。在 LD 抽运功率加大时, 激光晶体表现出的热透镜效应较明显, 其热焦距处于 $f < 0.15\text{m}$ 的范围内, 谐振腔的 $|A + D|/2 > 1$, 超出了谐振腔的稳定性条件。

当激光晶体热焦距发生变化时, 相应的 $w_{\text{end}, t(s)}$ 的变化曲线如图 3 所示。当抽运功率增大, 激光晶体的热透镜效应增强, 腔内基模光斑半径随之增大。

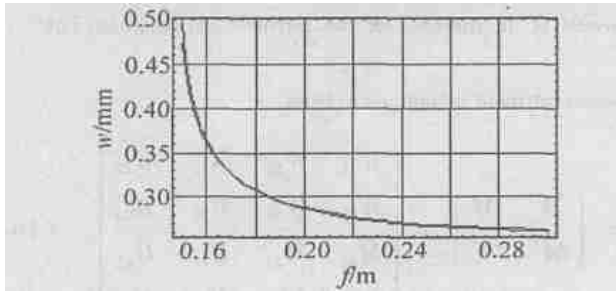


Fig. 3 The diagram of $w_{\text{end}, t(s)}$ as a function of f

基于端面抽运的大功率激光器的腔设计理论^[6], 在感兴趣的热焦距范围内(0.2m ~ 0.3m), 激光介质中的基模半径应随激光晶体热焦距的变化缓慢平稳, 且基模半径 w_{end} 在子午面和弧矢面内相差不能过大, 可见图 3 与腔设计理论相符得较好。

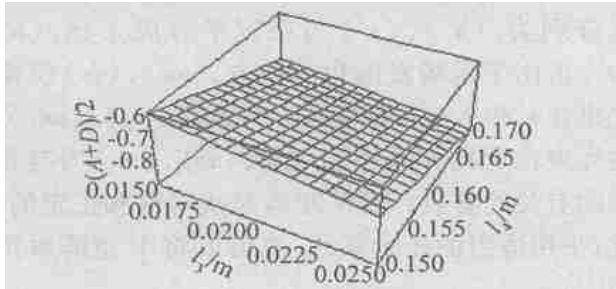


Fig. 4 The diagram of $(A_{t(s)} + D_{t(s)})/2$ as function of l_3, l_4

图 4 为 l_3 与 l_4 变化时谐振腔的稳定性变化情况。由图可见, 当 l_3 与 l_4 长度设置较小时, Z 型谐振腔的稳定性较好, 因此, 在设计谐振腔时应缩短镜 M_3 至声光晶体的距离, 亦应缩短镜 M_3 到镜 M_4

的距离。由于 l_3 的变化对 $(A_{t(s)} + D_{t(s)})/2$ 的影响不大, 对 $(A_{t(s)} + D_{t(s)})/2$ 影响较大的是 l_4 的变化, 因此应尽可能地缩小镜 M_3 和镜 M_4 间的距离, 以获得稳定性较好的谐振腔。

图 5 为 l_3 与 l_4 变化时 w_{end} 的变化情况。当 l_3 与 l_4 长度设置较小时, Z 型谐振腔内的基模光斑半径也较小, 并随着 l_3 与 l_4 增大, 基模光斑半径相应增大。同样可以看出 l_3 的变化对 w_{end} 的影响不大, 而对于 w_{end} 的影响主要来源于 l_4 的改变。由于在谐振腔的设计中选用相对较小的基模半径可获得较大的热稳定范围, 故在腔设计时应缩短镜 M_3 到镜 M_4 的距离。由上述分析, 适当缩短腔长有利于获得较稳定的谐振腔。

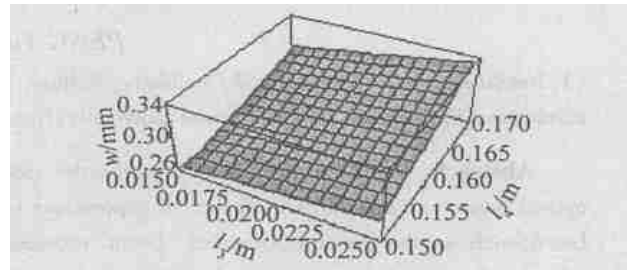


Fig. 5 The diagram of w_{end} as a function of l_3, l_4

由图 6 可以看出, 在感兴趣的热焦距范围内, 谐振腔稳定性条件几乎不随热透镜焦距变化, 可见谐振腔对热焦距的变化不敏感, 这符合动态稳定腔的设计原则^[7]。随着输出镜曲率 r_3 的变化, 谐振腔系统的稳定性有较大变化, 若 r 选择不当, 谐振腔不能稳定运行, 所以, 合适的输出镜曲率对获得稳定的谐振腔有重要意义。

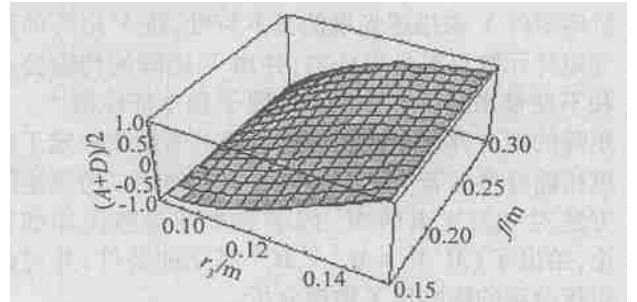


Fig. 6 The diagram of $(A_{t(s)} + D_{t(s)})/2$ as function of r_3, f

对于 V 型、L 型以及诸如此类的折叠腔, 都可采用上述类似的方法分析其有关腔参数对系统稳定性的影响, 并用于在实验时选择合适的腔参数。

3 实验结果

实验装置图如图 1 所示, 实验采用的 Nd:VO_4 晶体的尺寸为: $3\text{mm} \times 3\text{mm} \times 5\text{mm}$, Nd^{3+} 粒子掺杂粒

(下转第 651 页)

扭曲因子 μ 却对本征像散 a 有影响。现以属于 GA 光束的有扭曲各向异性高斯-谢尔模型光束为例, 作计算说明。有扭曲各向异性高斯-谢尔模型光束本征像散 a 随扭曲因子绝对值 $|\mu|$ 的变化如图 1 所示。计算参数为: 光束波长 $\lambda = 1.06\mu\text{m}$, 束宽矩阵

$$w^2 = \begin{bmatrix} 0.15 & 0.05 \\ 0.05 & 0.3 \end{bmatrix} \text{mm}^2, \text{ 相关度矩阵的逆矩阵} \\ (\sigma^2)^{-1} = \begin{bmatrix} 33 & 8 \\ 8 & 28 \end{bmatrix} \text{mm}^{-2}.$$

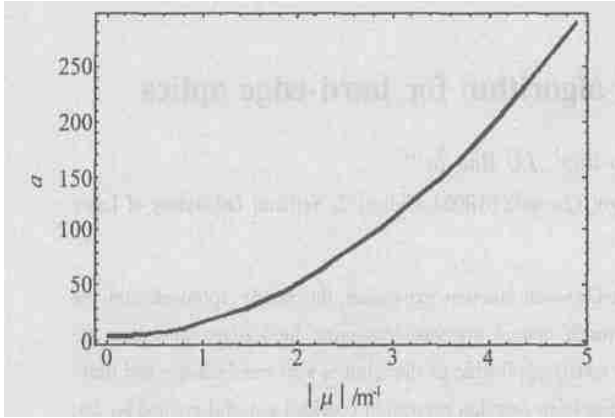


Fig. 1 Intrinsic astigmatism a of an anisotropic twisted Gaussian Schell model beam versus twist parameter μ

由图 1 可以看出, a 随 $|\mu|$ 的增大而增加。

(上接第 647 页)

子数分数为 0.3%, 采用 LBO 晶体获得二次谐波, 其尺寸为 $4\text{mm} \times 4\text{mm} \times 8\text{mm}$ 。将 Nd:YVO_4 晶体置入一四周通有冷却水的铜块中进行冷却。

在半导体激光器输出功率为 12.5W, 当 $l_4 = 0.160\text{m}$, $l_5 = 0.1\text{m}$ 时, 在声光调制重复频率为 20kHz 时获得了二次谐波 1.345W 的平均功率输出, 谐波的光光转换效率为 10.8%; 当 $l_4 = 0.180\text{m}$, $l_5 = 0.120\text{m}$ 时, 在声光调制重复频率为 20kHz 时获得了谐波 1.20W 的平均功率输出, 其光光转换效率为 9.5%。可见, 较短的腔长有利于提高转换效率, 获得较高的输出功率。此装置的总的转换效率不高是由于抽运源的输出模式较差, 输出光斑为一月牙形, 如果换一台较好的抽运源, 相信转换效率与输出功率会有较大改观。

4 结论

使用光学传输矩阵详细分析了 Z 型振叠腔内

3 小结

对 ST 光束、ASA 光束、RSA 光束和 GA 光束的 M^2 因子和本征像散作了详细分析。研究表明, 只有光束的 V 矩阵满足 (8) 式的条件时, M^2 因子才能写成 x, y 方向乘积的形式。扭曲因子不影响 M^2 因子但会影响本征像散。某些文献中有时将扭曲因子写入了 M^2 因子表示式, 其原因是对不满足 (8) 式的光束也使用了 (7) 式(或类似公式) 作为 M^2 因子的定义式, 这会导致不正确的结果。

参考文献

- [1] SIEGMAN A E. New developments in laser resonators [J]. SPIE, 1990, 1224: 2~ 14.
- [2] NEMES G, SERNA J. The ten physical parameters associated with a full general astigmatic beam: a Gauss Shell model [A]. Proceedings of the 4th international workshop on laser beam and optics characterization [C]. Stuttgart: Institut für Strahlwerkzeuge, 1997. 92~ 105.
- [3] NEMES G. Measuring and handling general astigmatic beams [A]. Proceedings of the 1st Workshop on Laser Beam Characterization [C]. Madrid: Sociedad Espa 1ola de Optica, 1993. 325~ 358.
- [4] NEMES G. Synthesis of general astigmatic optical systems, the detwisting procedure, and the beam quality factors for general astigmatic laser beams [A]. Proceedings of the 2nd Workshop on Laser Beam Characterization [C]. Berlin: Festk 9 per Laser Institut GmbH, 1994. 93~ 104.
- [5] EPPICH B, FRIBERG A T, GAO C *et al.* Twist of coherent fields and beam quality [J]. SPIE, 1996, 2870: 260~ 267.

倍频系统的激光晶体的热透镜效应、腔臂长度、输出镜曲率半径等参数对系统的影响, 这些分析对于 Z 型振叠腔的研究具有参考价值。

参考文献

- [1] AGNESI A, DELLACQUA S, REALI G C *et al.* Design and characterization of a diode pumped, single longitudinal and transverse mode, intracavity doubled CW Nd:YAG laser [J]. Appl Opt, 1997, 36(3): 597~ 601.
- [2] INNOCENZI M E, YURA H T, FINCHER C L *et al.* Thermal modeling of a continuous wave end pumped solid state laser [J]. A P L, 1990, 56(7): 1831~ 1833.
- [3] 吕百达. 激光光学 [M]. 成都: 四川大学出版社, 1986. 222~ 298.
- [4] 刘均海, 吕军华, 卢建仁 *et al.* 高功率端面抽运 Nd:YVO_4 固体激光器模匹配的研究 [J]. 光学学报, 2000, 20(2): 186~ 189.
- [5] MEMBER P L. Design criteria for mode size optimization in diode pumped solid state lasers [J]. IEEE J Q E, 1991, 27(10): 2319~ 2326.
- [6] 刘均海. 高功率端面泵浦 Nd:YVO_4 、 Nd:CdVO_4 激光器热效应及激光特性研究 [D]. 济南: 山东大学, 1999. 41~ 50.
- [7] LORTSCHER J P, STEFFEM J. Dynamic stable resonators, a design procedure [J]. Opt Quantum Electron, 1975, 7(3): 505~ 509.