

文章编号 1000-5013(2001) 01-026-05

紧凑型像散补偿的克尔透镜锁模腔

王 加 贤

(华侨大学信息科学与工程学院, 泉州 362011)

摘要 对紧凑型克尔透镜锁模腔的特性进行理论研究. 运用 $ABCD$ 定律得到优化的折叠角, 从而保证晶体中的光束为高斯基模. 建立含克尔介质在内的三镜腔的光线矩阵, 以此计算 CW 和 KLM 运转状态下腔的稳定性条件、腔内某些位置的光束半径, 以及输出镜处的克尔强度与内腔等效距离的关系. 计算结果表明, 当激光器工作于稳定区的远端边缘时, 才能实现稳定的克尔透镜锁模.

关键词 三镜腔, 像散补偿, 克尔透镜锁模

中图分类号 TN 242

文献标识码 A

超短光脉冲在光通讯、半导体材料和生命科学等领域中有着广泛的应用, 所以一直是激光技术重要的研究内容. 1991 年, Spence 等人^[1]首次实现了 Ti:Sapphire 激光器的克尔透镜锁模(KLM), 产生 60 fs 的超短脉冲. KLM 已成为直接从固体激光器中获取飞秒脉冲的最有效技术, 并很快被应用于 Nd:YAG, Cr⁴⁺:YAG, Cr:LiSAF 等固体激光介质. 由于这些介质具有克尔非线性, 使其在腔中既可作为增益介质, 又可作为锁模介质, 大大简化了腔内的元件. 同时, 由于克尔非线性效应的时间响应非常快, 所以可产生非常窄的激光脉冲(接近傅里叶变换极限). 绝大多数 KLM 激光器均采用 Z 型腔或 X 型腔^[1]. 但对于 Cr:LiSAF 这类克尔非线性系数小、荧光热猝灭现象严重的激光介质, 采用结构紧凑、调整方便的三镜腔, 特别有利于降低激光器的泵浦阈值, 实现低功率泵浦的 KLM 运转^[2]. 本文研究紧凑型三镜腔的像散补偿, 以及其腔内某些特定位置的克尔强度, 这对于优化 KLM 激光器的腔结构参数、提高运转效率有很大的指导意义.

1 紧凑型三镜腔的特点

Z 型或 X 型克尔透镜锁模腔有两个长臂. 一臂放置棱镜对以获得色散补偿, 而另一臂放置小孔或狭缝, 以便与克尔介质的自聚焦效应相结合形成 KLM 机制. 两臂长度相等时, 腔的稳定性最好, 所以腔长一般为 1.5 m, 脉冲的重复频率为 100 MHz 左右. 研究表明, 一个长臂同样可以起到上述的两个作用, 所以放小孔的一臂可以省去. 1994 年, Payne 等人^[3]提出了一种三元结构的 Compact Cavity. 在该腔中, 晶体采用一端布氏角切割, 一端垂直切割, 垂直切

收稿日期 2000-07-09

作者简介 王加贤(1955-), 男, 教授

基金项目 福建省自然科学基金资助项目

割一端的镀膜对泵光高透而对激光高反. 利用晶体和输出镜的巧妙配合可进行色散补偿, 而且大大缩小了腔长. 但是, 这种三元腔结构使增益介质内不同光谱成分在空间分开, 不利于获得更窄脉冲, 而且很容易损伤晶体膜层. 图 1 所示的紧凑型三镜腔克服了上述缺点. M_1, M_2 是球面全反射镜(对振荡激光全反, 对泵浦激光全透), 构成半共心半共焦内腔. 它们与晶体端

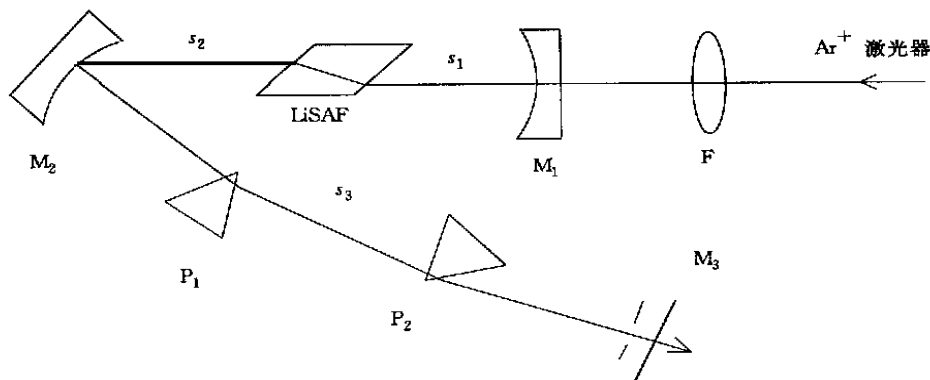


图 1 紧凑型三镜腔结构

面的距离分别是 s_1 和 s_2 . M_3 为平面输出镜, P_1 和 P_2 构成的熔石英棱镜对用来进行色散补偿, 压缩脉冲宽度. 三镜腔具有结构紧凑、腔长缩短, 易实现激光器的小型化和提高脉冲的重复率. 另外, 它最显著的优点是在寻找克尔透镜锁模区域(即内腔的最佳距离)时, 可独立地沿腔轴移动 M_1 镜; 而对于 Z 型腔或三元腔, 移动折叠镜来改变内腔距离时, 必须同时调整折叠角. 这样, 三镜腔因为调整方便, 调整精度就比较高, 可减小腔的损耗, 有利于低功率泵浦和提高激光器的运转效率.

2 像散补偿的考虑

在 KLM 激光器中, 为了减小晶体的反射损耗, 晶体端面以布氏角切割. 这样, 当光束以布氏角进入晶体时, 弧矢面和子午面内的光程长度不一样, 引起了像散. 像散不仅使输出光束质量下降, 而且影响了晶体中泵光和激光的耦合效率. 人们一般通过选择合适的折叠角, 使晶体和折叠镜对像散的影响互相抵消, 从而输出非像散的高斯基模. 可根据下式来确定折叠角 $\theta^{[6]}$, 即

$$n_0^{-4} \cdot h \cdot (n^2 - 1) \cdot \frac{1}{n_0^2 + 1} - R \cdot \sin\theta \cdot \tan\theta = 0, \quad (1)$$

式中 n_0, n 分别为晶体的线性折射率和克尔非线性系数, h 为晶体的通光长度, R 为折叠镜的曲率半径. 式(1)虽然可以方便地求出折叠角, 但它不能保证晶体中的光束模式为高斯基模^[6]. 本文运用 ABCD 传输矩阵及自再现条件^[6], 求得晶体中振荡光束的光腰尺寸, 以此得到优化的折叠角.

图 1 中折叠镜 M_2 在弧矢面和子午面内的焦距, 分别为 $f_x = R/2 \cdot \cos\theta, f_y = R/2 \cdot \cos\theta/2$. 布氏角切割的晶体在弧矢面和子午面内的有效光程长度, 分别为 $h_x = h/n_0, h_y = h/n_0^3$. 以 M_3 镜为参考, 弧矢面和子午面内单程传输矩阵分别为

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}_x = \begin{bmatrix} 1 & s_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & h_x \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & s_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_x & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & s_3 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2)$$

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}_y = \begin{bmatrix} 1 & s_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & h_y \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & s_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_y & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & s_3 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (3)$$

利用上面两式及熟知的等效 G 参数法^[7], 可求出腔中任意点弧矢面和子午面内的光束尺寸. 三镜腔有两个光腰, 一个在 M_3 镜上, 另一个在晶体内部. 本文对晶体中弧矢面和子午面内光腰半径 ω , 随折叠角 θ 的变化进行了数值计算. 所选取的参数有 Cr:LiSAF 晶体的线性折射率 $n_0 = 1.41$, 通光长度 $h = 4 \text{ mm}$, 激光波长为 850 nm ; M_1 镜和 M_2 镜的曲率半径分别为 $R_1 = 5 \text{ cm}$, $R_2 = 10 \text{ cm}$, 它们与晶体端面的距离分别为 $s_1 = 5 \text{ cm}$, $s_2 = 5 \text{ cm}$. 选取 M_2 镜与 M_3 镜的距离 s_3 为 700 mm 和 900 mm 两组参数进行比较, 计算结果如图 2 所示. 图中实线对应弧矢面, 虚线对应子午面, 曲线 1, 2 的 s_3 分别对应 900 mm , 700 mm .

由图 2 可以看出, 对于不同的 s_3 , 在折叠角 θ 为 9.2° 时, 弧矢面和子午面内的光腰尺寸相等或最接近. 这表明在此折叠角处晶体中的光束最接近高斯基模, 从而与泵浦光聚焦光束匹配, 达到最高的耦合效率. 由上述方法得到的折叠角与 s_3 大小无关, 所以选取合适的 s_3 使输出镜上弧矢面和子午面内的光腰也达到相等或接近, 从而输出高斯基模. 图 3 是 θ 为 9.2° 时输出镜上的光腰半径 ω 随 s_3 的变化(实线对应弧矢面、虚线对应子午面). 图中表明, $s_3 > 850 \text{ mm}$ 时, 两条曲线基本重合, $s_3 > 90 \text{ mm}$ 时, $\omega_x = 0.415 \text{ mm}$ (弧矢面, 实线), $\omega_y = 0.416 \text{ mm}$ (子午面, 虚线).

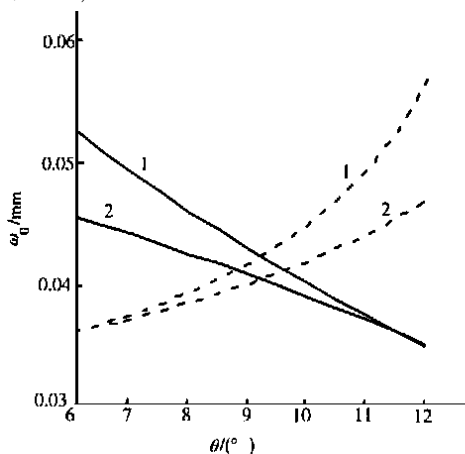


图 2 晶体中光腰半径与折叠角的关系

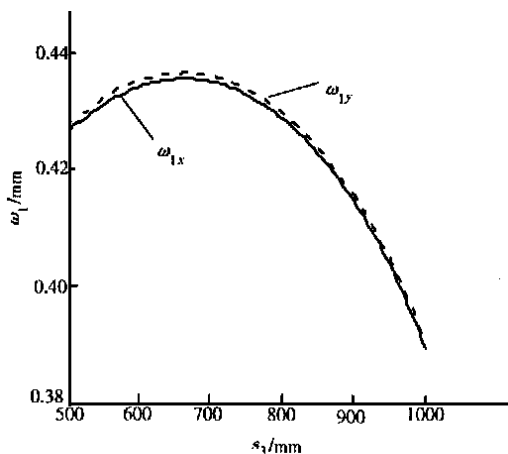


图 3 输出镜上光腰半径与 s_3 的关系

3 内腔等效距离的选择

固体激光器的 KLM 运转在很大程度上依赖于激光腔的调整. 理论和实验已经表明, 两个球面镜的距离(即内腔距离)是实现 KLM 的关键因素. 可以用含克尔介质的三镜腔的 $ABCD$ 矩阵及等效 G 参数法, 来确定实现克尔透镜锁模时内腔的最佳等效距离 $L = s_1 + s_2 + h/n_0$. 在所研究的 KLM 腔中, L 的改变是通过沿光轴移动 M_1 镜来方便地实现的.

式(2)和式(3)是 CW 运转时, 三镜腔的单程传输矩阵. 当激光器运转在 KLM 状态时, 晶体中的激光峰值功率很高, 使得晶体的折射率不再是均匀分布, 而是与光强有关, 即产生克尔自聚焦效应. 在激光功率低于自聚焦的临界功率情况下, 晶体中传输的光束仍然保持为高斯

光束, 弧矢面内的光线矩阵(子午面情况类似)为

$$M_K = \frac{1}{1 - \gamma} \begin{bmatrix} 1 & h/n_0 \\ -\gamma n_0 / [(1 - \gamma)h] & 1 \end{bmatrix}, \quad (4)$$

$$\gamma = \frac{P}{P_c} \left[1 + \frac{1}{4} \cdot \left(\frac{2\pi n_0 \omega}{\mathcal{N}_h} - \frac{\mathcal{N}_h}{2\pi n_0 \omega} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (5)$$

式中 P 是腔内激光功率, $P_c = \lambda^2 / (8\pi n_0 n^2)$ 表示介质中产生自陷效应的临界光功率, ω , ω 是 CW 运转时晶体内的光腰半径和晶体中间的光束半径. 对 KLM 激光器腔的研究, 首先是求出 CW 运转时的 ω_0 及 ω , 进而求出 $P = 0$ 时的 M_K . 然后, 用 M_K 代替式(2)中的 $\begin{bmatrix} 1 & h_x \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$ 矩阵, 得到含克尔非线性介质的 $ABCD$ 矩阵, 以此计算 KLM 时腔的有关性能和激光振荡模式.

(1) 计算了 CW 和 KLM 运转时腔的稳定性因子. 对于 $s_3 = 900$ mm, $P/P_c = 0.4$ 两个参数, 当内腔的等效距离 100.90 (mm) $< L < 103.65$ (mm) 时, 谐振腔属于稳定腔. 腔的稳区范围随着 s_3 的变化而变化, 但归一化光功率的变化对它的影响很小.

(2) 为了确定在何处放置狭缝, 计算了归一化光功率 P/P_c 等于 0, 0.4 的两种情况下, 当腔工作于稳定区边缘时(取 $L = 103.5$ mm), 长臂内不同位置 x 处(以输出镜为参考)的光束半径 $\omega(x)$, 如图 4 所示(实线对应 $P/P_c = 0.4$, 虚线对应 $P/P_c = 0$). 图 4 表明, 在输出镜处及其附近, 光束半径随着激光功率的增加而减小. 所以在输出镜附近插入狭缝, 自聚焦与狭缝相结合可以产生 KLM 效应.

(3) 在 KLM 激光器中, 光脉冲受到与光强有关的自振幅调制. 脉冲中部功率大, 光束半径小, 损耗低; 而脉冲前后沿功率小, 光束半径大, 损耗高. 把光束半径随光功率的变化率用克尔强度 $K = - \left(\frac{1}{\omega} \cdot \frac{d\omega}{dP} \right)_{P=0}$ 表示, 内腔等效距离直接决定着 K 的符号和大小. 本文计算了输出镜上的克尔强度 K 与内腔等效距离 L 的关系, 如图 5 所示. 可以看出, 当 L 约大于 102.8 mm, K 为正值, 且 K 随着 L 的增加而增加. 这表明只有当激光器工作于稳定区的远端边缘

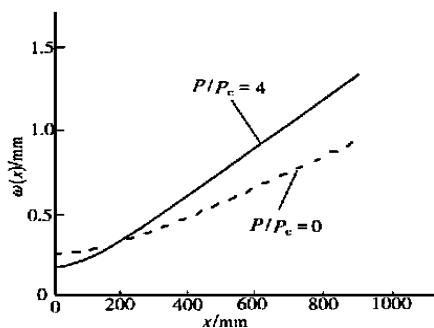


图 4 腔内不同位置的光束尺寸

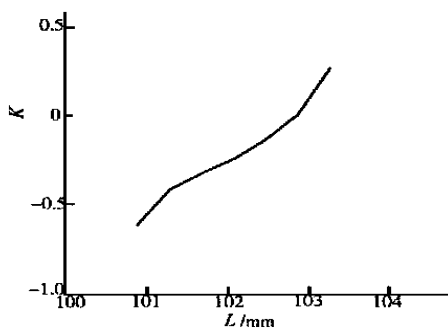


图 5 克尔强度与内腔距离的关系

时, 在输出镜附近插入狭缝, 才能产生显著的 KLM 效应, 这个结论与作者的实验研究结果相一致^[6]. 该实验结果表明, 两个球面镜 M_1 与 M_2 之间的距离是实现克尔透镜锁模的关键因素. 在不改变其它光学元件的情况下移动 M_1 镜, 得到 M_1 镜为不同位置时所对应的 CW 功率. 最大输出功率对应的位置是稳定区的中部, 却不能实现锁模. 输出功率较小的位置是稳定区的远端边缘, 在这个位置上可以启动克尔透镜锁模.

4 结束语

紧凑型三镜腔结构具有小型化、调整方便、重复频率高等优点,非常适合克尔非线性系数小、荧光寿命短的固体激光介质的 KLM 运转.在保证晶体中的光束为高斯基模的前提下,得到了优化的折叠角,可以提高输出光束质量和泵光与激光的耦合效率.对输出镜处的克尔强度与内腔等效距离关系的理论研究表明,只有当谐振腔工作于稳定区的远端边缘时,才能实现稳定的克尔透镜锁模.这个结论与实验结果一致.

参 考 文 献

- 1 Spence D E, Kean P N, Sibbett W. 60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti sapphire laser [J]. Opt. Lett., 1991, 16(1): 42~44
- 2 Cerullo G, Silvestri S D, Magni V. Self-starting kerr-lens mode locking of a Ti sapphire laser[J]. Opt. Lett., 1994, 19(14): 1 040~1 042
- 3 王加贤, 梁宏业, 戴建明等. 低功率泵浦三镜腔结构的 Cr LiSAF 激光器各种运转特性的研究[J]. 中国激光, 1998, A25(9): 769~773
- 4 Paye M R, Fujimoto J G. Compact dispersion-compensated geometry for kerr-lens mode-locked femtosecond laser[J]. Opt. Lett., 1994, 19(24): 1 756~1 759
- 5 Kogelnik H W, Ippen E P, Dienes A. Astigmatically compensated cavities for cw dye lasers[J]. IEEE J. of Quantum Electron., 1972, 8(3): 373~379
- 6 Magni V, Cerullo G, Silvestri S D. ABCD matrix analysis of propagation of gaussian beams through kerr media[J]. Opt. Commun., 1993, 96(4): 348~355
- 7 卢亚雄, 吕百达. 矩阵光学[M]. 大连: 大连理工大学出版社. 1989. 211~223

A Study on a Compact Kerr-Lens Mode-Locking Resonator with Astigmatic Compensation

Wang Jiaxian

(College of Info. Sci. & Eng., Huaqiao Univ., 362011, Quanzhou)

Abstract A theoretical study is devoted to the characteristic of a compact type kerr-lens mode-locking (KLM) resonant cavity. By using ABCD law, an optimised folding angle is obtained and the ray in crystal is thus ensured to be Gaussian fundamental mode. A ray matrix of three-mirror cavity containing kerr media is formed, with which a series of calculations can be performed. These calculations include stability condition of the cavity in CW and KLM operation state; beam radius in some intracavity location; and relation between Kerr intensity at the output mirror and equivalent distance of inner cavity. As shown by the reckoning, only in the time when the laser operates at distant edge of stable region can the stable kerr-lens mode locking be realized.

Keywords three-mirror cavity, astigmatic compensation, kerr-lens mode locking