

板条激光器用光腔的模式计算:快速傅里叶变换法*

吕百达 冯国英 蔡邦维

(四川大学光电科学技术系,成都,610064)

摘要: 本文使用快速傅里叶变换法对三维光腔衍射积分方程作了数值解,用以说明板条固体激光器用新型棱镜腔的模式特性。

Mode calculations of resonators for slab lasers:fast Fourier transform method

Lü Baida, Feng Guoying, Cai Bangwei

(Dept. of Opto-Electronic Science & Technology, Sichuan University)

Abstract: The three-dimensional resonator diffraction integrals are solved numerically by using fast Fourier transform (FFT) method to illustrate the mode characteristics of some novel prism resonators used for solid-state slab lasers.

一、引言

近年来,广泛使用各种新型棱镜腔以改善板条固体激光器的输出光束质量。有代表性例为共轴直角棱镜-阴阳镜腔、离轴折叠棱镜腔^[1-3]。其基本物理思想是通过阴阳镜的全反/半反和棱镜对光路的折叠来减小宽度方向的光斑尺寸,在不明显降低光腔提取效率前提下,提高光束质量。对这类腔已进行了深入的实验研究和效率计算^[4],但迄今尚未见对光模特性作衍射分析。本文使用快速傅里叶变换(FFT)法求解光腔衍射积分方程,首次对新型棱镜腔的模式特性,包括近场振幅、位相和远场分布作了详细的数值计算,并对三维平行平面腔作了类似计算和分析,用以比较说明板条固体激光器使用新型棱镜腔的优点。

二、FFT 大意

众所周知,对空域中的光场 $E(x, y)$, 其傅里叶变换为^[5]:

$$\mathcal{F}\{E(x, y)\} = \iint E(x, y) e^{-i2\pi(xf_x + yf_y)} dx dy = G(f_x, f_y) \quad (1)$$

式中, f_x, f_y 为空间频率; $G(f_x, f_y)$ 为 $E(x, y)$ 的傅里叶变换谱, 其逆变换为:

$$\mathcal{F}^{-1}\{G(f_x, f_y)\} = \iint G(f_x, f_y) e^{i2\pi(xf_x + yf_y)} df_x df_y = E(x, y) \quad (2)$$

在频域中, 菲涅尔-基尔霍夫衍射公式可表述为:

$$G_2(f_x, f_y) = G_1(f_x, f_y) e^{i(2\pi/\lambda)z \sqrt{1 - (\mathcal{M}_x)^2 - (\mathcal{M}_y)^2}} \quad (3)$$

式中, λ 为波长; 在非涅尔近似下, (3)式简化为:

* 国家教委博士点基金资助项目。

$$G_2(f_x, f_y) = G_1(f_x, f_y) e^{i(2\pi/\lambda)z} \cdot e^{-i\pi\lambda z(f_x^2 + f_y^2)} \tag{4}$$

对图 1 所示三维平行平面腔, 设二矩形反射镜几何尺寸相等 $x \times y = a \times b$, 腔长 $z = L$, 对镜 M_1 上的场 $E_1(x, y)$ 按(1)式作傅里叶变换得到其频谱函数 $G_1(f_x, f_y)$, 利用(4)式作频域中传输, 求得镜 M_2 上的 $G_2(f_x, f_y)$, 再对 $G_2(f_x, f_y)$ 按(2)式作逆傅里叶变换得出 M_2 上的场分布 $E_2(x, y)$, 然后对 $E_2(x, y)$ 再作傅里叶变换……, 如此重复下去, 经足够多次变换后, 光场的相对振幅和位相不再发生变化, 就得到了稳定的自再现模。上述数值计算可借助于快速傅里叶变换算法进行, 详见文献 [6]。

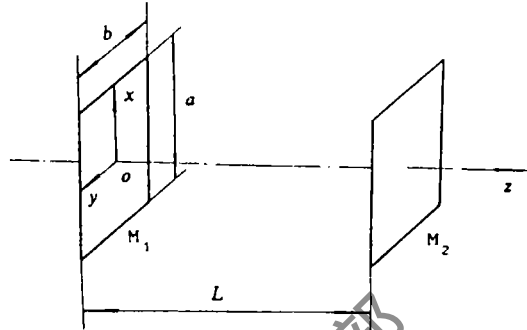


Fig. 1 A plane-plane resonator

与一般光腔衍射积分数值叠代计算法(典型例为 Fox-Li 法^[7])相比较, FFT 的主要优点是可大为节约计算时间。对 $N \times N$ 的光场取样点, 用 Fox-Li 法每作一次衍射, 需进行 N^4 次复数乘法和 $N^4 - N^2$ 复数加法, 而用 FFT, 一次傅里叶变换和逆变换需分别作 $N^2 \log_2 N$ 次复数乘法和 $2N^2 \log_2 N$ 次复数加法, 一次频域传输需作 N^2 次复数乘法^[6], 计算量大为减少, 且随取样点的增加, FFT 法优点更为明显。

三、FFT 的应用

1. 平行平面腔

文献[7]仅对二维平行平面腔, 即窄带腔作了数值计算, 为与棱镜腔比较, 我们将计算推广到三维。对图 1 所示腔, 取 $a=5m, b=2m, L=1m$, 用 FFT 所作计算结果总结于图 2。图中 a 为镜面 M_1, M_2 上的稳态场振幅分布, 其特点是中心处振幅最大, 从中心到边缘振幅逐渐减小, 分布有偶对称性; b 为镜面上稳态场的位相, 由图可见, 镜面不再是等相面, 但在镜面中心及附近, 平面波仍是很好的近似, 但镜边缘处波前弯曲; c 为输出光场的远场分布。在上面计算中, 若只考虑二维情况, 就得到[7]的结果。

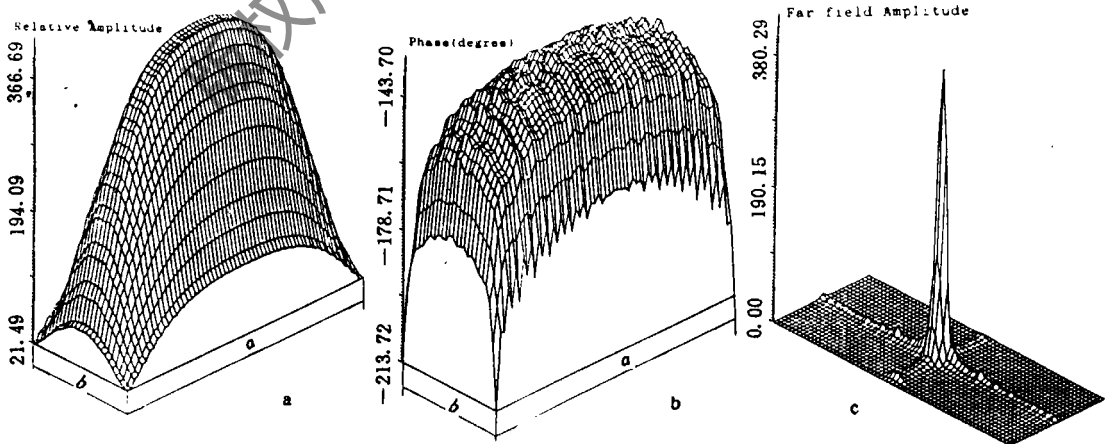


Fig. 2 a—amplitude b—phase on the mirrors M_1, M_2 and c—far field distributions of the 3D plane-plane resonator

2. 共轴直角棱镜-阴阳镜腔

图 3 所示腔中, P 为直角棱镜, M 为阴阳镜, 其一半镀全反射(HR)膜, 另一半镀半反(R)膜。设二镜尺寸相等, $a = 5\text{mm}$, $b = 2\text{m}$, $L = 0.5\text{m}$, 半反膜反射率 $R = 50\%$ 。镜 M 上的光场经 $z = L$ 传输后至棱镜 P, 棱镜对空间光场 x 坐标有倒置作用, 即 $E(x, y) \rightarrow E(-x, y)$, 然后又传输至 M, 在镜 M 下半部经部分反射, 上部全反射, 用 FFT 作如此重复计算, 经与前面所述平行平面腔大致相同计算次数(250 次左右)后, 得到稳态场分布, 如图 4 所示。由图 4a 可见, 镜 M 上的场振幅与平平腔有很大不同, 镜面中心不再为最大, 在半透区和全反区中心场振幅分别达到极大, 出现两个钟形分布, 与平平腔比较, 光斑尺寸在宽度(x)方向减半了。由图 4b 可见, 位相分布也发

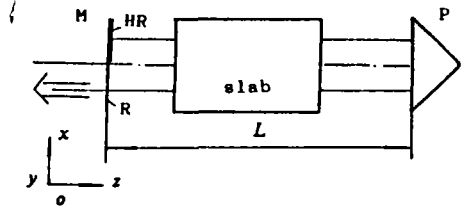


Fig. 3 A co-axis resonator with a 90-deg. Prism P and a mirror M. Half of mirror M is HR film and the other half is R film(HR/R mirror)

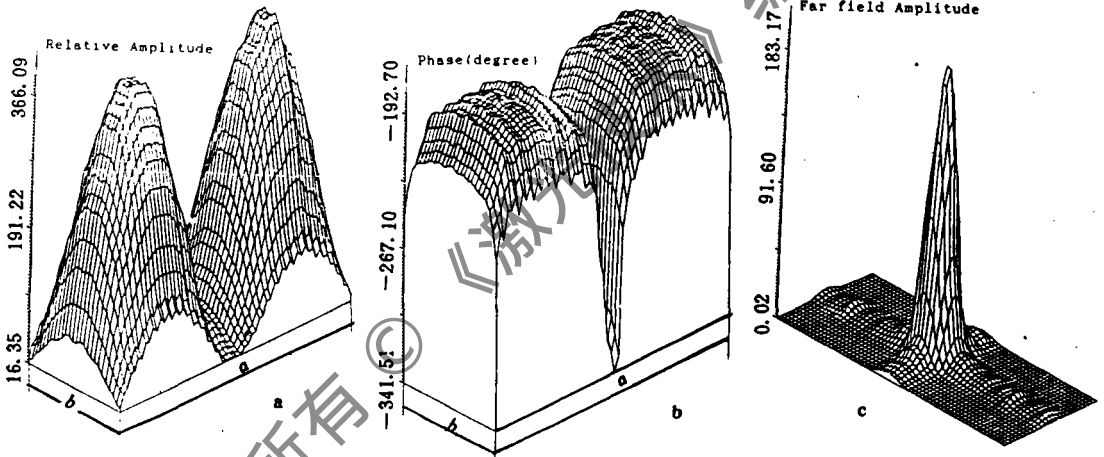


Fig. 4 a—amplitude b—phase on the mirror M and far field distributions of the resonator shown in Fig. 3

生了变化, 在镜 M 的半透区和全反区中心及附近, 等相位面近似为一平面, 但在两区边缘处, 波前发生了弯曲。图 4c 为输出光束的远场分布。

3. 直角棱镜-屋脊棱镜-阴阳镜腔

图 5 所示腔由直角棱镜 P、屋脊棱镜 RP 和阴阳镜 M 构成, 与图 3 不同的是用了屋脊棱镜来折叠光路。它对光场在 x, y 方向均有倒置作用。设直角棱镜与阴阳镜尺寸

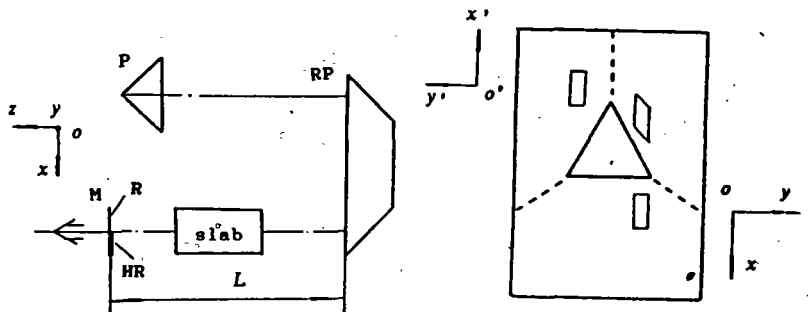


Fig. 5 A resonator with a 90-deg. Prism P, a roof prism RP and a HR/R mirror M

是用了屋脊棱镜来折叠光路。它对光场在 x, y 方向均有倒置作用。设直角棱镜与阴阳镜尺寸

相同, $a=5m, b=2m$, RP 尺寸为 $a=32.5mm, b=15mm$, RP 与 P 和 M 相距均为 $0.5m$, 用 FFT 法, 同样经过约 250 次计算, 得到的自再现模分布见图 6, 所得镜 M 上的稳态场分布(图 6a)与图 4a 相似, 但位相分布(图 6b)图上, 半透区和全反区的位相差则与图 4b 不相同。

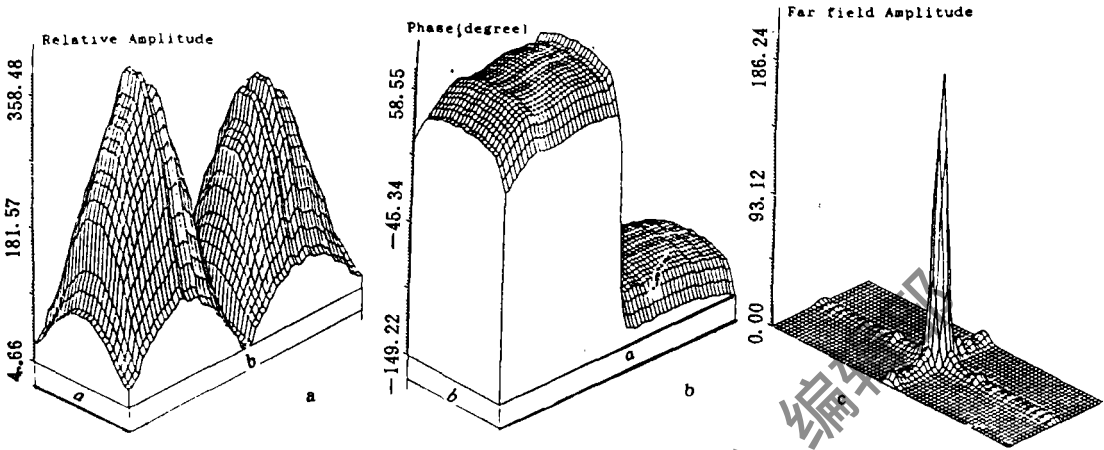


Fig. 6 a—amplitude b—phase on the mirror M and far field distributions of the resonator shown in Fig. 5

4. 离轴折叠棱镜腔

离轴折叠棱镜腔由离轴放置的小直角棱镜 P_1 , 平面输出镜 M 和折叠光路的大直角棱镜 P_2 组成^[4]。其光路的一种配置方式见图 7。

设镜 M 尺寸 $a=3.8mm, b=3mm$, $P_1: a=7.7mm, b=3mm$, $P_2: a=11.5mm, b=3mm$, P_1 与 P_2, P_2 与 M 相距均为 $0.5m$ 。同样用 FFT 法, 并考虑到棱镜 P_1, P_2 对光场在 x 方向倒置作用, 经约 250 次计算后, 所得稳态场分布总结于图 8。由图可见, 在输出镜 M 上出现了三个钟形场振幅分布, 光斑尺寸在宽度方向上减小为平平腔的 $1/3$ 左右, 位相分布亦发生相应变化。

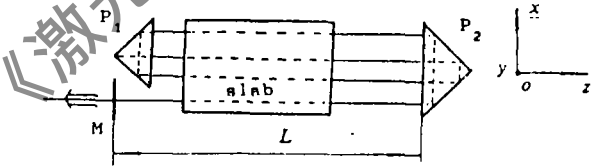


Fig. 7 An off-axis folded prism resonator

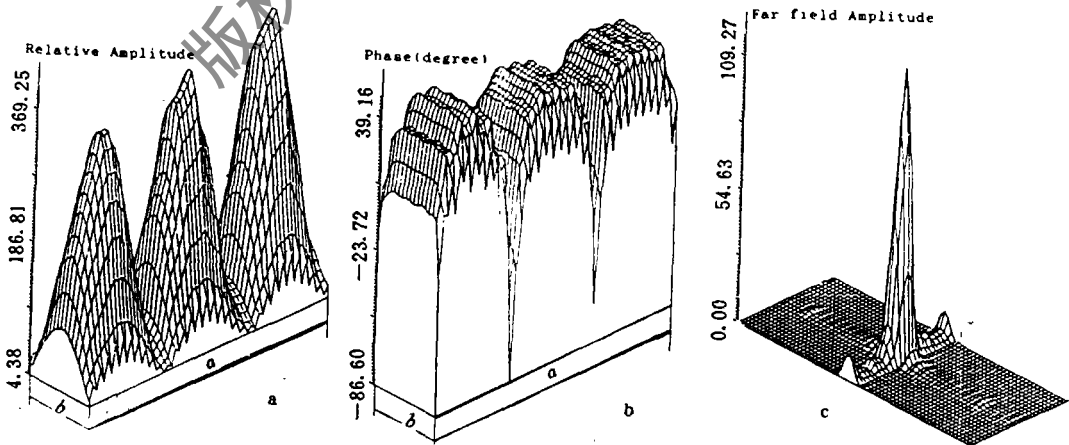


Fig. 8 a—amplitude b—phase on the mirror M and far field distributions of the off-axis folded prism resonator

四、小 结

本文使用 FFT 对新型棱镜腔所作衍射积分数值计算揭示出这类光腔与一般平行平面腔场分布的不同特性,所得结果与实验相符^[1~4]。这一方法实质上是将场作平面波展开^[8]和利用快速傅里叶变换算法技巧简化计算,使之即使对三维光腔,在 386 微机上也完成数值计算。本文仅就无源腔情况作了讨论,对高功率板条固体激光器激活介质的增益特性和多模振荡是应当考虑的,有关工作正在进行之中,将另文报道。

参 考 文 献

- [1] Lü Q, Eicher J. Opt Lett, 1990, 15(3), 1357
- [2] Dong S, Lü Q, Eicher J. Opt Commun, 1991, 82(5,6), 514
- [3] Lü B, Cai B, Feng G *et al.* SPIE OCCC'92, 1992, 652
- [4] Lü Q. The influence of the resonator configurations and the thermo-optical properties of the YAG crystal on the beam parameter product of high power slab lasers. Ph. D. Dissertation, TU, Berlin, 1992, 60
- [5] Goodman J W, 詹达三等译. 傅里叶光学导论. 北京: 科学出版社, 1976, 5
- [6] Brigham E O, 柳 群译. 快速傅里叶变换. 上海: 上海科学技术出版社, 1979, 185
- [7] Fox A G, Li T. Bell Syst Tech J, 1961, 40(2), 453
- [8] Sziklas E A, Siegman A E. Appl Opt, 1975, 14(8), 1874

*

*

*

作者简介: 吕百达, 男, 1943 年出生。教授, 室主任。美国 IEEE 学会会员。主要研究方向为新型固体激光器件与技术, 光腔物理与光束传输变换, 非线性光学等。

冯国英, 女, 1969 年出生。硕士研究生。现主要从事新型固体激光器件和相关理论研究。

收稿日期: 1993 年 7 月 2 日。

二极管(LD)泵浦掺铒掺镁铌酸锂自倍频激光器实现 2.4mW 绿光输出

1992 年底, 西南技术物理研究所新型固体激光器实验室和晶体生长实验室共同努力, 在国际上首次成功地实现了 LD 泵浦本所生长的 Nd : MgO : LiNbO₃ (NMLN) 自倍频绿光激光输出。经过改进器件结构, 1993 年 11 月 18 日用 LD 泵浦该晶体, 0.545μm 纯绿光连续输出功率已达 2.4mW, 工作稳定, 创国际新水平, 器件和晶体生长人员决心向更高输出努力, 以便开发出 LD 泵浦的小型绿光光源。

(徐观峰 巩马理 供稿)

西物所 1.54μm 掺铒磷酸盐玻璃实现低阈值激光运转

西南技术物理研究所 1.54μm 掺铒磷酸盐玻璃材料及激光器件研制工作取得新进展, 经初步调试, 用本所研制的 ∅3mm × 40mm 掺铒磷酸盐激光玻璃, 在端面未镀增透膜, 氙灯泵浦条件下, 激光阈值为 47J, 输入能量 130J, 1.54μm 激光输出 124mJ。目前, 有关研究人员正在进一步完善实验条件, 加紧实用化研究工作, 近期有望取得更大的进展。

(钟 鸣 供稿)