

90°束转动环形非稳腔场畸变数值模拟*

魏在福 王润文 王之江

(中国科学院上海光机所, 上海 201800)

提要 给出了非理想 UR90(Unstable ring resonator with 90° beam rotation)环形非稳腔的计算模型,用快速 Fourier 变换法计算并分析了球面波象差、象散、彗差、腔镜倾斜及增益分布不均匀对光场分布的影响。

关键词 UR90 环形非稳腔,FFT 方法,波象差

1 引言

UR90 环形非稳腔的应用可以说是为了从具有低增益激活介质的高功率激光器中获得近衍射极限的激光束^[1,2],并弥补传统非稳腔中一些重要的缺陷^[3],对增益系数只有 10^{-3}cm^{-1} 量级的高功率氧碘化学激光器,采用此腔型是极有利的^[4]。

对于理想 UR90 环形非稳腔已有较多的理论分析^[1,3,5,6],但有关畸变 UR90 腔的全面分析还未见报道,这恰恰是合理设计与成功应用此腔的关键,因为 UR90 环形非稳腔结构较复杂,腔内光学元件较多,因此,在实际应用中不免会因腔内光学元件的倾斜及不同轴导致系统的调整误差,由于高功率激光器的激活介质的体积较大,所用光学元件相对孔径较大,因此,经扩束望远镜系统之后,系统对光场产生球面象差,加之 UR90 环形非稳腔的扩束望远系统一般采用离轴放大技术,从而导致光学系统对光场产生较大的象散及彗差,总之,无论哪一种象差势必使腔内光场发生畸变,此外,激活介质增益分布不均匀也将会影响到激光器的输出光束质量。

为此,我们用 FFT 方法对以上非理想情况下的 UR90 环形非稳腔的场畸变进行数值模拟,分析系统的波象差、镜面的倾斜及增益分布不均匀对光束质量的影响程度,此工作将对实际 UR90 腔的选模工作提供理论依据。

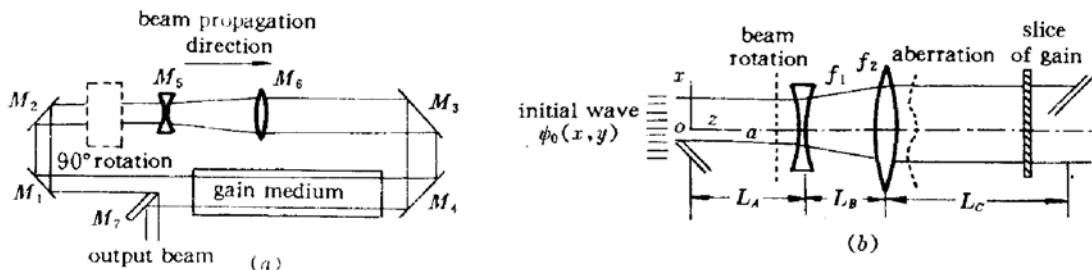


图1 (a) UR90 谐振腔示意图和 (b) 计算模型

* 863-410 基金资助项目。

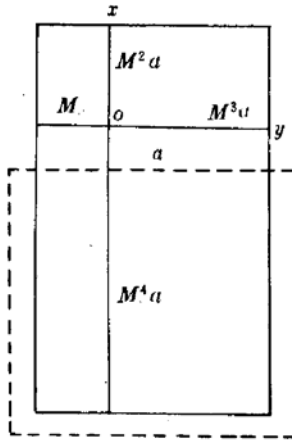


Fig. 2 Diffraction edges of the laser beam at the plane of the output scraper mirror. The outline of the scraper mirror is shown with dashed lines

2 计算模型

UR90 环形非稳腔的结构示意图与数值计算模型如图 1 所示,选取耦合输出镜所在位置为参考平面,其中 OZ 为环形腔的光轴,光场沿 Z 轴传播,坐标系的建立如图 1 所示,其中 Y 轴垂直于纸面向外,设光场的旋转在一个平面内完成,那么一平面波在腔内沿顺时针传播,光场经系统旋转 90° 后,被扩束望远系统放大 M 倍,当光场在腔内

环行一周后,其中部分光场被耦合输出,剩余部分被反馈到腔内,那么,在参考平面处光场衍射的几何边界如图 2 所示。计算中不考虑腔内平面反射镜的平整度对光场分布的影响,腔系统所产生的波象差由扩束望远系统造成,忽略增益沿 Z 方向上的变化,因此就可把激活介质的增益区压缩成一个等价增益片。

3 UR90 环形非稳腔 Fourier 变换分析

3.1 光场的空间传输

当平面波在线性介质中传播时,在傍轴近似条件下,复波函数 $\psi(x, y, z)$ 满足波动方程^[7]

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)\psi + 2ik\frac{\partial\psi}{\partial z} = 0 \quad (1)$$

其中 $k = 2\pi/\lambda$, 用 FFT 方法可以分步求得方程(1)的解,为此,设初始光场分布为 $\psi_0(x, y)$, 首先通过 Fourier 变换把实空间波函数 $\psi_0(x, y)$ 表示成空间频率谱^[8]

$$\Psi_0(\nu_x, \nu_y) = \iint \psi_0(x, y)\exp[-2\pi i(\nu_x x + \nu_y y)]dx dy \quad (2)$$

其中 ν_x, ν_y 为平面波空间频率 ν 的分量,然后对空间频率 ν_x, ν_y 的光波 $\Psi_0(\nu_x, \nu_y)$ 作 k 空间传输变换,当光场传输距离 Z 时的表示形式为

$$\Psi_z(\nu_x, \nu_y) = \Psi_0(\nu_x, \nu_y)\exp(-k_z z) \quad (3)$$

因为 $k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$, 从而得

$$k_z = [k^2 - (2\pi\nu_x)^2 + (2\pi\nu_y)^2]^{1/2} \approx k - \pi\lambda(\nu_x^2 + \nu_y^2) \quad (4)$$

把(4)代入(3)得光场在 k 空间经过一段距离的传输后的空间频率分布为

$$\Psi_z(\nu_x, \nu_y) = \Psi_0(\nu_x, \nu_y)\exp[-i\pi\lambda z(\nu_x^2 + \nu_y^2)] \quad (5)$$

最后,通过 Fourier 逆变换把 $\Psi_z(\nu_x, \nu_y)$ 还原成实空间的光场分布

$$\psi_z(x, y) = \iint \Psi_z(\nu_x, \nu_y)\exp[2\pi i(\nu_x x + \nu_y y)]d\nu_x d\nu_y \quad (6)$$

方程(2)~(6)为平面波在自由空间传输的 Fourier 变换描述。

3.2 光场的旋转与扩放

光波在 UR90 腔内环行一周,其光场将以光轴为转轴顺时针旋转 90° 。由于假设光场的旋转在一个平面上完成,如图 1 所示,因此,在此 xy 平面内坐标变换次序为 $x \rightarrow y \rightarrow -x \rightarrow -y \rightarrow$

x , 因此, 为了编制计算程序的需要, 相应坐标中各象限的波函数可表示为

$$\left. \begin{aligned} u_1 &= \psi_z(x, y) && \text{I 象限} \\ u_2 &= \psi_z(y, -x) && \text{IV 象限} \\ u_3 &= \psi_z(-x, y) && \text{II 象限} \\ u_4 &= \psi_z(-y, x) && \text{III 象限} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

根据光场的旋转方向, (7) 式中各象限内的波函数将依次相互代替, 即 $\psi_z(y, -x) = u_1, \psi_z(-x, y) = u_2, \psi_z(-y, x) = u_3, \psi_z(x, y) = u_4$, 从而完成光场的 90° 旋转运算。

由于共焦扩束望远镜具有象传递特性^[9], 从而避免了因衍射作用对光场横向分布的调制, 因此一平面波经扩束望远系统变换后仍然为平面波, 系统的放大率为 $M = f_2/f_1$, 那么光场在经扩束望远系统时的传输变换过程为^[10]

$$\begin{aligned} \psi_r(x, y) &= -\frac{1}{M}\psi(x, y, d) = -[(f_1 + f_2)/M] \\ &= -\frac{1}{M}\mathcal{F}^{-1}\{\exp[-i\pi\lambda d(\nu_x^2 + \nu_y^2)]\mathcal{F}[\psi_{r0}(x, y)]\} \end{aligned} \quad (8)$$

从(8)式可以看出, 当光束被望远系统扩束 M 倍后, 在其输出端光强将下降 M^2 倍, 光束在扩束望远镜中的等效传输距离为 $d = -(f_1 + f_2)/M$, 式中 $\psi_{r0}(x, y)$ 、 $\psi_r(x, y)$ 分别为扩束系统入射端和输出端的光场分布。

4 波象差及增益分布不均匀导致的光场畸变

通过以上 Fourier 变换过程可获得无象差 UR90 环形非稳腔的光场分布, 一般情况下光学系统都不同程度地存在着波象差, 比较腔内各光学元件对波象差贡献的大小, 计算中可忽略平面反射镜表面平整度对光场分布的影响, 而扩束系统为正、负透镜(或凹凸反射镜)组成共焦望远镜, 由于正透镜与负透镜具有相反方向的波象差, 从而使部分波象差相互抵消, 在扩束系统的输出端产生残余的波象差, 如图 1(b)所示, 残余波象差将对扩束系统输出的光场产生扰动, 并表示为

$$\psi(x, y) = \psi_r(x, y)\exp[-ikW(x, y)] \quad (9)$$

根据初级象差理论知道, 在光学成像系统中, 影响象质的主要因素是系统的球面象差、彗差与象散, 对高功率激光器, UR90 环形非稳腔的扩束系统一般为离轴的两球面反射镜组成望远系统, 因此腔系统的波象差主要是象散, 它将是影响光场分布的主要因素, 其次因腔系统的相对孔径较大, 彗差与球面波象差也将使光场发生畸变。由象差的衍射理论, 球面波象差为

$$W_{\text{sph}} = -\frac{1}{4}\left(\frac{r}{M}\right)^4 B(x^2 + y^2)^2 \quad (10)$$

其中, r 为出射光瞳半径; M 为腔系统的放大率; B 为球差系数。由(10)式可以看出, 象差的分布呈对称球形。象散为

$$W_{\text{ast}} = -\left(\frac{r}{R}\right)^2 (h_x^2 x^2 C_x + h_y^2 y^2 C_y + 2h_x h_y xy C_{xy}) \quad (11)$$

其中, h_x, h_y 分别为扩束系统的离轴量; C_x, C_y, C_{xy} 分别为 x 方向与 y 方向及其交叉项的象散系数; R 为高斯参考球的半径, 且

$$R = (h_x^2 + h_y^2 + D^2)^{1/2} \quad (12)$$

其中, D 为扩束望远镜出射面与耦合镜刀口间的距离; 由(11)式可以看出, 腔系统象散的大小与其本身的离轴程度有直接的关系, 因此, 对同轴系统可忽略象散对光场分布的影响。彗差为

$$W_{\text{com}} = -\frac{r^3}{M^2 R} (h_x F_x + h_y F_y) (x^2 + y^2) \quad (13)$$

其中, F_x 、 F_y 分别为 x 方向与 y 方向的彗差系数; 由(13)式可以看出, 彗差与象散一样同属离轴波象差; 但是因彗差与 r^3 成正比, 所以彗差对相对孔径 r/R 的变化较象散敏感, 因此, 对相同系统的相对孔径, 彗差对光场分布的影响将小于象散的影响, 从而导致 UR90 腔光场畸变的主要因素将是象散。

在 UR90 光腔系统的实际调整过程中, 难以保证腔内各光学元件的完全同轴, 从而导致系统的调整误差, 因 UR90 环形非稳腔中横向尺寸较大的凹面反射对系统的不同轴度最敏感, 令其沿 y 方向倾斜角度 β , 所产生的波象差可表示为

$$W_{\text{tilt}} = \beta y = \frac{\Delta}{r} y \quad (14)$$

其中, Δ 为腔镜倾斜所导致的最大光程差。

高功率氧碘化学激光器的激活介质沿垂直光轴的方向高速流动, 因此, 在此方向上的增益分布不均匀程度要比另外两方向上的增益分布不均匀度大得多, 由此可设 y 方向与 z 方向上的增益分布是均匀的, 即对光强均匀放大, 并把增益介质沿 z 方向压缩成为一等价增益片, 那么由激活介质的增益分布不均匀所导致的光场变化为

$$\psi(x, y) = \psi_0(x, y) \exp\left[\frac{1}{2}(G(x) - \alpha)L\right] \quad (15)$$

其中, $G(x)$ 为小信号增益系数, α 为介质的吸收系数, L 为增益长度。

5 模拟结果与分析

对无象差理想 UR90 环形非稳腔系统, 其近场有平坦的相位分布^[3], 且具有高斯形的远场强度分布; 但对非理想 UR90 环形非稳腔系统, 根据以上分析知道, 其输出近场及远场分布由于波象差等因素对光场的扰动而发生畸变, 为此设腔内扩束望远镜为均匀放大系统, 放大因子 $M = 1.2$, 激光波长 $\lambda = 1.315 \mu\text{m}$, 刀口与光轴的距离 $a = 1 \text{ cm}$, 根据图 2 可知, 因 UR90 腔系统对光场的旋转作用, 使其几何光斑在腔内顺时针环行一周后在 y 轴方向上发生平移^[12], 因而可得扩束系统的最小离轴量

$$h_y \geq (M^3 + 1)a \quad (16)$$

设参考平面与凹透镜(凸面反射镜)的距离 $L_A = 420 \text{ cm}$, 扩束望远镜长 $L_B = 70 \text{ cm}$, 凸透镜(凹面反射镜)与参考平面的距离 $L_C = 232 \text{ cm}$, 对应腔的等价菲涅耳数 $N_{\text{eq}} = 1.689$; 计算中把一平面波引入腔内, 使其作为初始光场分布在腔内迭代变换 8 次后输出结果, 那么, 对于理想 UR90 环形非稳腔, 位于参考平面处的强度分布与相位分布如图 3 所示, 其中, $x = -1 \text{ cm}$ 处为耦合镜刀口位置, 且部分光场 ($x \leq -1 \text{ cm}$) 将被耦合到腔外, 从计算结果可以看出, 其光场分布截面呈长方形, 在刀口的相反方向(负 x 方向)上, 光场表现出较强的衍射扩展现象, 由于被反馈到腔中的光场要在腔内环行 4 周后才能与原光场完全复合, 因此, 方形光斑的各衍射边界形成是光场在腔内分别经过了 1, 2, 3, 4 次环行后的结果, 所以会产生上述在一个方向上衍射较强的现象, 这将影响输出光束的质量, 是 UR90 环形腔的不足之处; 与图 3 对应的输出

光束的远场分布如图 4 所示，与传统非稳腔的输出远场分布不同的是，UR90 腔的远场分布只

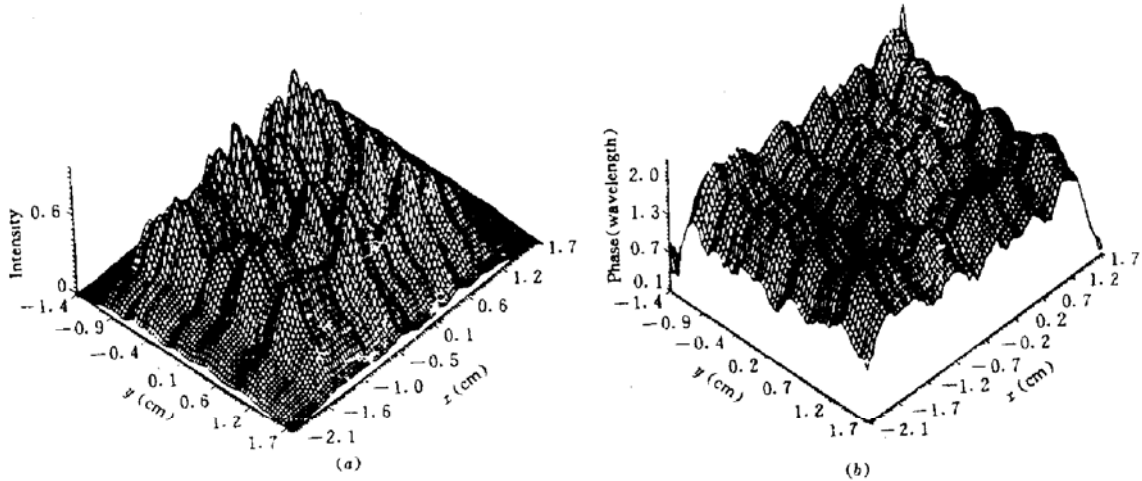


Fig. 3 Intensity and phase distributions at the plane of the scraper mirror for an ideal UR90 resonator with $M = 1.2$ and $N_{ep} = 1.69$

在一个方向上出现次高峰，相比之下，它能使更多的能量集中在主焦点上，因此，当 M 较小时，UR90 腔同样可获得高亮度的激光输出；从其远场分布的等值线中可以看出，由于光场衍射扩展现象的作用，使等值线呈卵型分布。

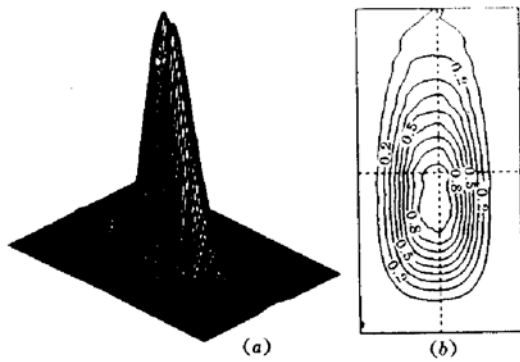


Fig. 4 Far-field intensity distributions for an ideal UR90 resonator with $M = 1.2$ and $N_{ep} = 1.69$

若扩束望远系统的球面波象差分别给定为 $\lambda/8$, $\lambda/20$, 此时算得 UR90 环形非稳腔的近场及远场分布如图 5 ~ 8 所示，从图中看出，当球面波象差为 $\lambda/8$ 时，对输出光场分布有较大的影响，导致模场的分裂，衍射主焦点位于近轴焦点与边缘焦点之间；当球面波象差为 $\lambda/20$ 时，可见它对光

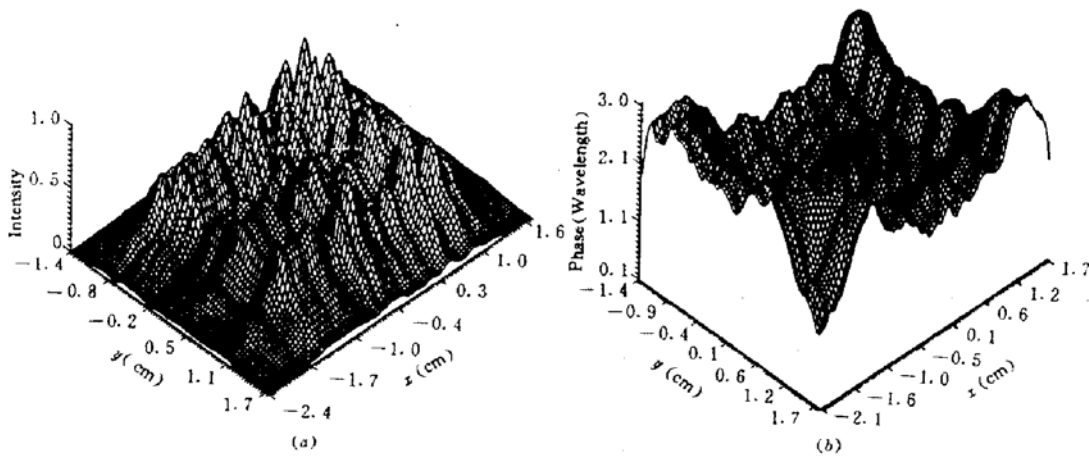


Fig. 5 Intensity and phase distributions of a UR90 at the plane of the scraper mirror with a spherical aberration of $\lambda/8$ and $M = 1.2$, and $N_{ep} = 1.69$

场的扰动较小，输出光束的大多数能量在衍射主焦点上。图 9 ~ 12 分别给出了当扩束望远系统存在 $\lambda/15$, $\lambda/30$ 的象散时 UR90 环形非稳腔的光场分布，从计算结果可以发现，象散为 $\lambda/15$

时,对光场的横向分布调制较大,其远场分布明显分成三个峰值点,因象散对光场的作用,使输出光场的衍射焦点位于切向焦线与弧矢焦线二者中间;当象散减小为 $\lambda/30$ 时,可以看到输出光场的衍射焦点极强,而两侧的焦线已较弱。当扩束望远系统有 $\lambda/10$ 的彗差时,从图 13, 14 可以看出,由于彗差的作用,使得输出光场的衍射焦点发生严重的弯曲,且形成“彗尾”状的次焦点,当系统的彗差减小到 $\lambda/20$ 时,从计算结果图 15, 图 16 可以看出,此时彗差对光场的影响较小。

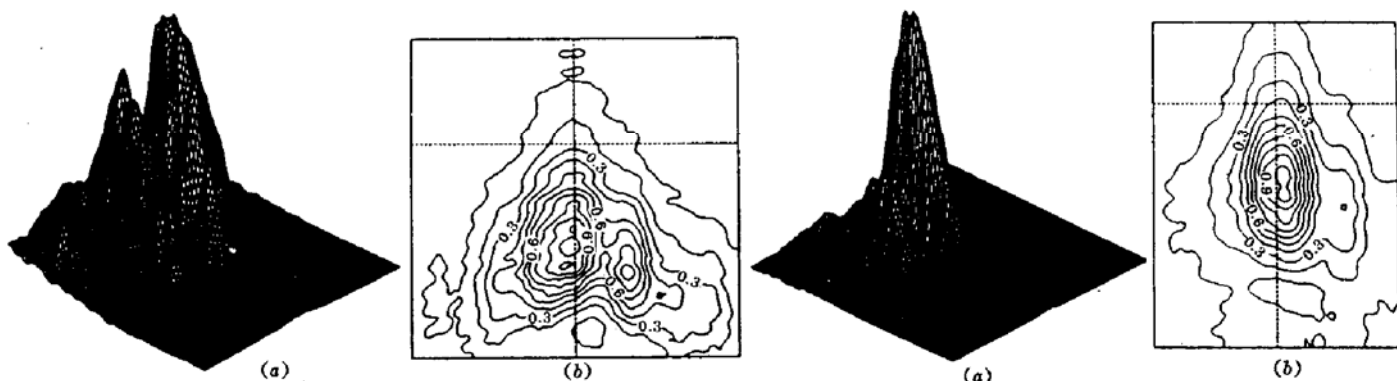


Fig. 6 Far-field intensity distributions of a UR90 with a spherical aberration of $\lambda/8$ and $M = 1.2$, and $N_{ep} = 1.69$

Fig. 7 Far-field intensity distributions of a UR90 with a spherical aberration of $\lambda/20$ and $M = 1.2$, and $N_{ep} = 1.69$

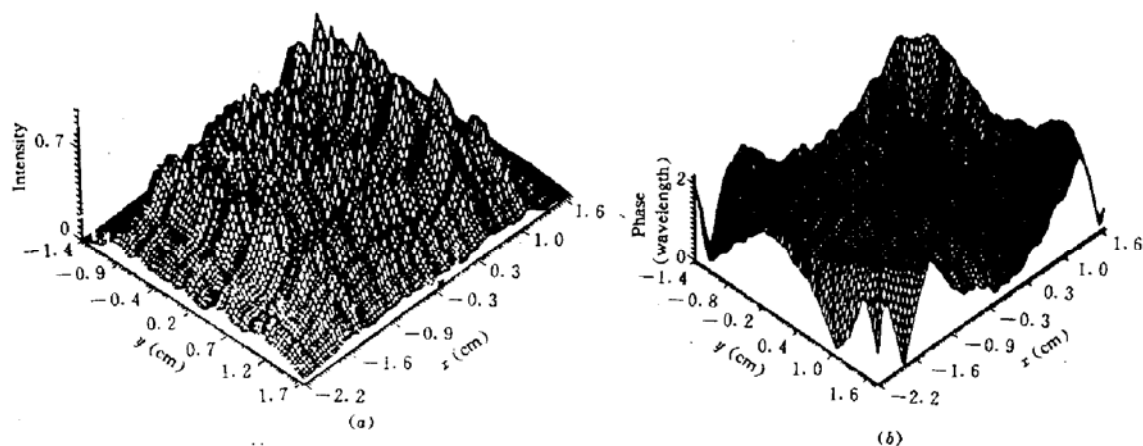


Fig. 8 Intensity and phase distributions of a UR90 at the plane of the scraper mirror with a spherical aberration of $\lambda/20$ and $M = 1.2$, and $N_{ep} = 1.69$

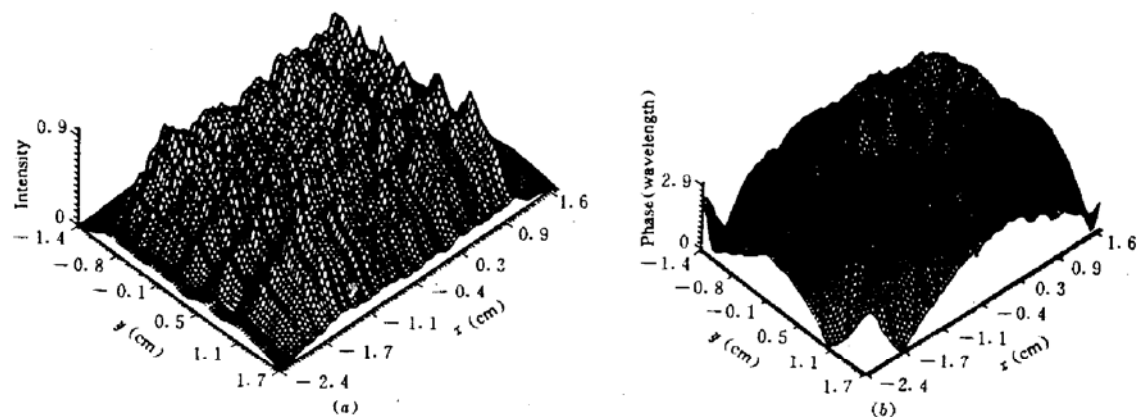


Fig. 9 Intensity and phase distributions of a UR90 at the plane of the scraper mirror with astigmatism of $\lambda/15$ and $M = 1.2$, and $N_{ep} = 1.69$

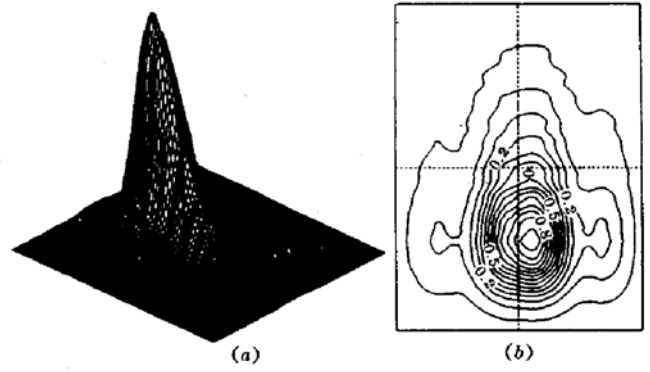
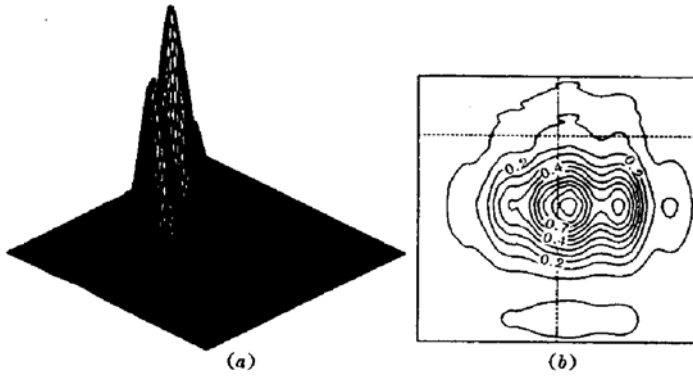


Fig. 10 Far-field intensity distributions of a UR90 with astigmatism of $\lambda/15$ and $M = 1.2$, and $N_{sp} = 1.69$

Fig. 11 Far-field intensity distributions of a UR90 with astigmatism of $\lambda/30$ and $M = 1.2$, and $N_{sp} = 1.69$

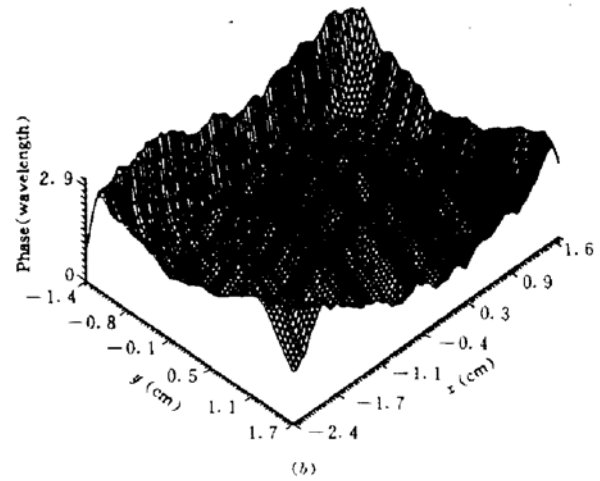
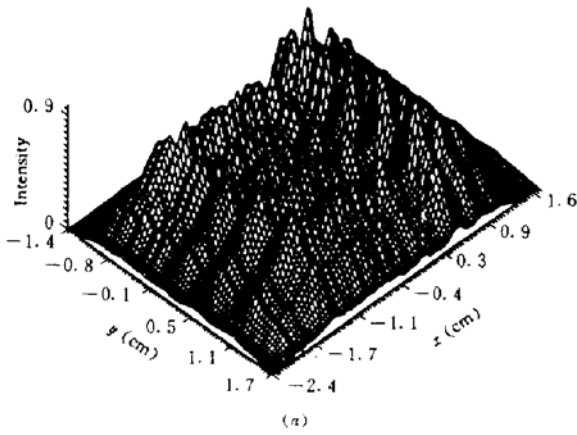


Fig. 12 Intensity and phase distributions of a UR90 at the plane of the scraper mirror with astigmatism of $\lambda/30$ and $M = 1.2$, and $N_{sp} = 1.69$

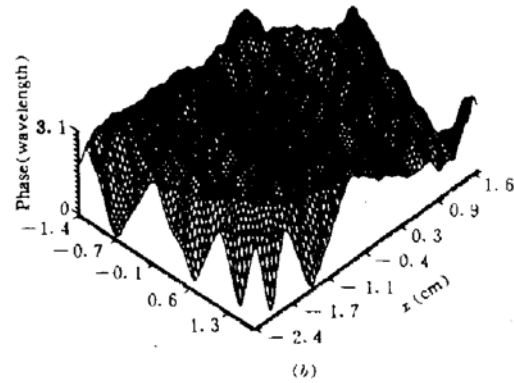
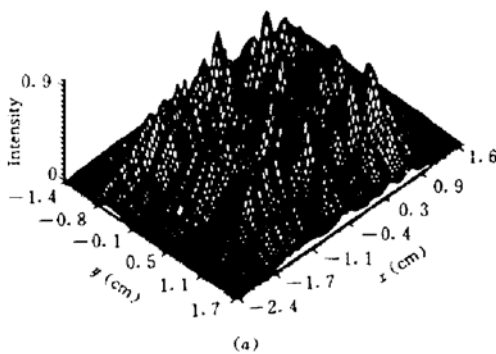


Fig. 13 Intensity and phase distributions of a UR90 at the plane of the scraper mirror with a coma of $\lambda/10$ and $M = 1.2$, and $N_{sp} = 1.69$

由于传统非稳腔对腔镜的倾斜很敏感,当倾角为 $40 \mu\text{rad}$ 时,激光功率将下降 30%,当倾角为 $100 \mu\text{rad}$ 时,激光功率将下降近 70%,因此,对传统非稳腔一般要求腔镜的倾斜角小于 $20 \mu\text{rad}$ ^[13]。就 UR90 环形非稳腔,使对不同轴度较敏感的凹面反射镜倾斜 $100 \mu\text{rad}$,计算结果如图 17, 18 所示,从图中可以看出,腔镜的倾斜并没有使远场分布变坏,在一定程度上反而改善了其远场分布,这是由于腔镜的适量倾斜会相对增大腔内高阶模的衍射损耗,从而加大了腔的模

式分辨能力,使输出光束质量相对提高;但近场畸变较大,此结果与文献[14]所得结论一致。此外,由于光场的旋转特性,使得远场分布的中心并不是沿一个方向偏离。

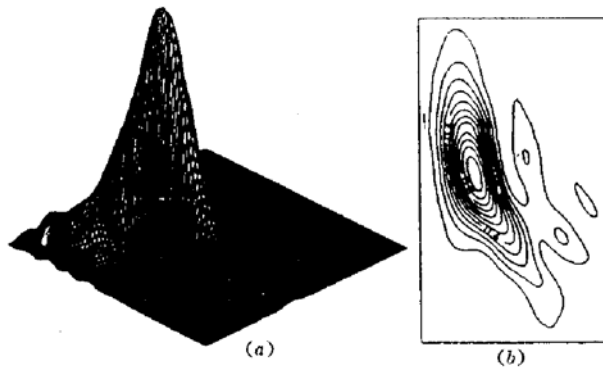


Fig. 14 Far-field intensity distributions of a UR90 with a coma of $\lambda/10$ and $M = 1.2$, and $N_{sp} = 1.69$

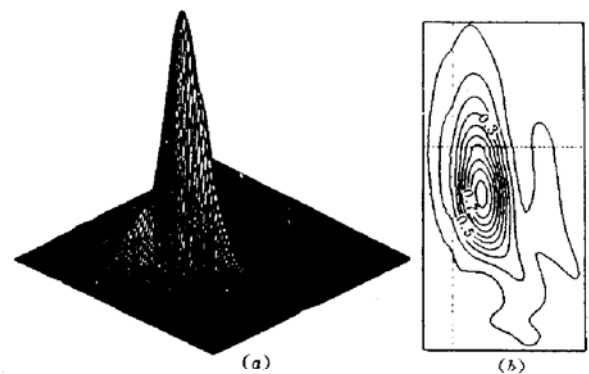


Fig. 15 Far-field intensity distributions of a UR90 with a coma of $\lambda/20$ and $M = 1.2$, and $N_{sp} = 1.69$

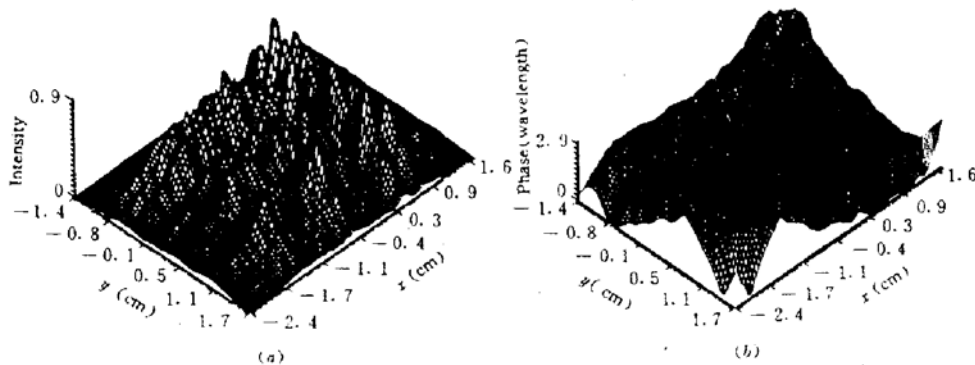


Fig. 16 Intensity and phase distributions of a UR90 at the plane of the scraper mirror with a coma of $\lambda/20$ and $M = 1.2$, and $N_{sp} = 1.69$

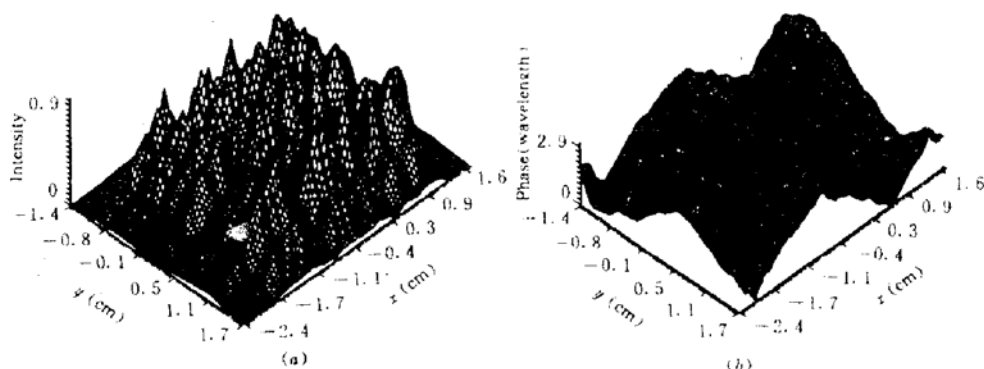


Fig. 17 Intensity and phase distributions of a UR90 at the plane of the scraper with the large mirror tilt of $100 \mu\text{rad}$ and $M = 1.2$, and $N_{sp} = 1.69$

我们前期分析过 UR90 环形非稳腔对激光增益介质的空间自平均效应^[12],为了考查增益分布的不均匀性对光场分布的影响,设激光介质的小信号增益分布如图 19 所示,因介质的高速流动,小信号增益分布沿 x 方向呈抛物线状;它对光场的强度分布影响如图 20, 21 所示,可以看出,由于腔对光场产生的旋转自平均效应,不均匀的增益分布对近场及远场分布影响较小,且光场的“衍射扩展现象”有所减小,使光场的等值分布线由卵型变成椭圆形;因为没有考

虑介质的非线性效应,因此,从(15)式可以看出,增益分布的不均匀性对光场的相位分布没有影响。

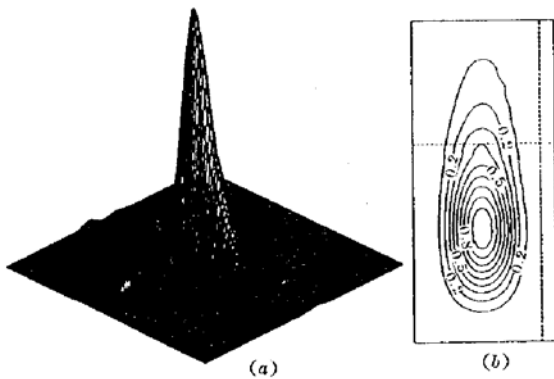


Fig. 18 Far-field intensity distributions of a UR90 with the large mirror tilt of $100 \mu\text{rad}$ and $M = 1.2$, and $N_{ep} = 1.69$

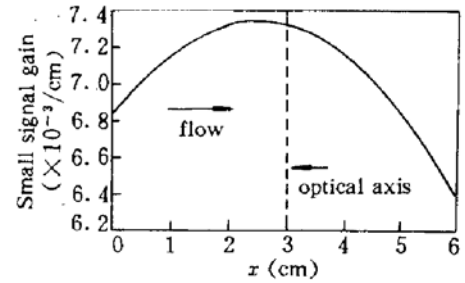


Fig. 19 Small signal gain distribution along the x direction

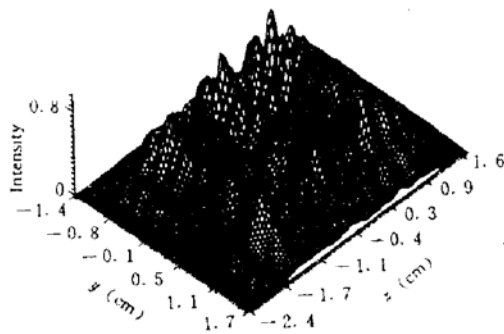


Fig. 20 Intensity distributions of a UR90 at the plane of the scraper plane with an inhomogeneous distribution of small signal gain and $M = 1.2$, and $N_{ep} = 1.69$

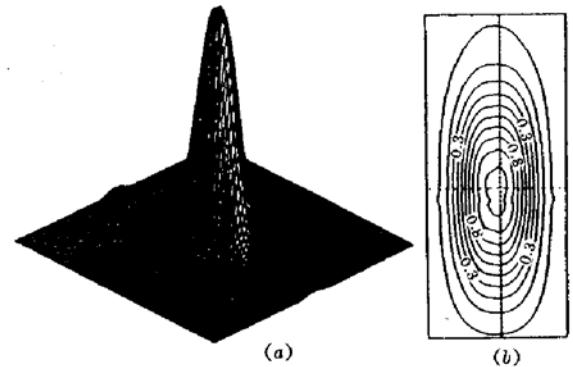


Fig. 21 Far-field intensity distributions of a UR90 with an inhomogeneous distribution of small signal gain and $M = 1.2$, and $N_{ep} = 1.69$

参 考 文 献

- 1 A. H. Paxton, W. P. Latham. Unstable resonators with 90° beam rotation, *Appl. Opt.*, 1986, 25(17):2939~2946
- 2 Yu. A. Anan'ev. Unstable laser resonator for low-gain media. *Sov. Tec. Phys. Lett.*, 1978, 4(4):150~151
- 3 魏在福,王润文,王之江. 90° 束转动环形非稳腔模场数值分析. *光学学报*, 1995, 15(6):696~702
- 4 W. P. Latham, A. H. Paxton. Laser with 90° -degree beam rotation. *Proc. SPIE*, 1990, 1224:265~282
- 5 V. N. Kuprenyuk, V. E. Semenov, L. D. Smirnova. Wave-approximation calculation of an unstable resonator with field rotation. *Sov. J. Quant. Electr.*, 1983, 13(12):1613~1617
- 6 V. I. Kuprenyuk, V. E. Sherstobitov. Calculations on the mirror system of an unstable resonator with field rotation. *Sov. J. Quant. Electr.*, 1980, 10(4):449~453
- 7 H. Kogelnik, T. Li. Laser beams and resonators. *Proc. IEEE*, 1966, 54(5):1312~1318
- 8 J. W. Goodman. Introduction to Fourier Optics. New York, McGraw-Hill, 1968. 49~51
- 9 J. T. Hunt, J. A. Glaze, W. W. Simmons. Suppression of self-focusing through low pass spatial filtering and relay imaging. *Appl. Opt.*, 1978, 17(13):2053~2057
- 10 W. W. Simmons, J. T. Hunt, W. E. Warren. Light propagation through large laser systems. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1981, QE-17(9):1727~1743
- 11 M. 玻恩, E. 沃耳夫 著, 黄乐天 等译校. 光学原理, 下册. 北京: 科学出版社, 1978. 603

- 12 魏在福,王润文,王之江. 90°束旋转环形非稳腔几何特性分析. 光学学报, 1995, 15(5):513~519
- 13 W. F. Krupke, W. R. Sooy. Properties of unstable confocal resonator CO₂ laser system. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1969, QE-5(12):575~586
- 14 E. A. Sziklas, A. E. Siegman. Mode calculations in unstable resonators with flowing saturable gain. 2: Fast Fourier transform method. *Appl. Opt.*, 1975, 14(8):1874~1889

Numerical Simulations of field Distortions of Unstable Ring Resonators with 90° Beam Rotation

Wei Zaifu Wang Runwen Wang Zhijiang

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai 201800)

Abstract A calculating model of nonideal unstable ring resonators with 90° beam rotation is given in this paper. Influences on the light-field by aberrations of spherical aberration, astigmatism, coma, tilt and inhomogeneity of gain are calculated and analyzed using the Fast Fourier Transform method.

Key words unstable ring resonator with 90° beam rotation, FFT method, wave aberrations

全国第七次光纤通信学术会议在桂林市召开

由中国电子学会通信学分会、中国通信学会光通信专业委员会和中国光学学会联合主办,电子工业部第 34 研究所承办、第 8、23、44、46 研究所协办的全国第七次光纤通信学术会议于 1995 年 11 月 2~7 日在广西省桂林市召开。

出席会议的代表计 260 余人,他们来自高等院校、研究所、工程单位和企业公司等国内外的八十多个单位。大会共收到论文 300 余篇。经专家认真评审,录用收入论文集 247 篇。其中七篇为大会特邀报告:来国柱教授的“光纤通信与中国通信市场”;胡钧桂教授的“廿一世纪光纤通信新技术”;范崇澄教授的“高速度强度调制/直接检测光纤通信系统传输特性研究”;张侃的“12 路 240 km 光放大波分复用光纤传输系统”;金发宏的“光纤光栅、光纤器件与全光纤一维光子集成”;“邱培熙副总工程师的“10 Gb/s 光缆传输系统及在我国的应用前景”和赵梓森院士的“国外光纤通信的发展趋势和国内的情况介绍”。而后分“系统与网络”、“光纤光缆”、“光有源器件”、“光无源器件”、“光纤传感与非通信应用”、“测量与仪器”和“其他”等七个分会场共交流了 80 多篇报告。这些报告基本上反映了近年来我国光纤通信技术和纤维光学的研究与推广应用工作的新水平和新成就。学术委员会和代表相结合对分组报告进行了评选,共评出了 19 篇优秀报告。

会议期间还召开了中国通信学会通信专业委员会会议,商定下次会议于 1997 年 10 月份召开,由武汉邮电科学研究所举办。

(佟 林)