

文章编号: 0253-2239(2003)10-1230-7

# 大口径光束波前采样器(孔栅)的研制\*

曾学文 陆启生 许晓军 杜少军 舒柏宏 刘泽金 赵伊君

(国防科学技术大学理学院, 长沙 410073)

**摘要:** 应用平面波角谱理论,分析了采样器对光波场采样和分光的基本原理以及对空间采样频率的选择规则,描述了实际研制的大口径采样器的结构设计,并通过数值方法和高能激光大气传输实验研究了高能激光经采样器前/后的远场光斑分布关系。结果表明:利用光束波前采样器能高保真地实现对高能激光束的分光。

**关键词:** 高能激光; 波前; 采样器; 夫琅禾费衍射; 孔栅

中图分类号: TN24 文献标识码: A

## 1 引 言

在强激光领域,为监测激光器的输出功率、光束质量等,常使用由低吸收材料制成的、入射面镀高反射膜(透射率一般为 0.1%左右)的分束镜<sup>[1]</sup>。实际上,通过光束波前采样器(如图 1 所示)对光波场采样,在激光束宽达到米级时比相同口径的分束镜更显优越和现实,性能也可靠。采样器是一种通光小孔的阵列结构(孔栅),可保持光波在采样前与采样后角谱的中心亮斑分布基本不变,而中心亮斑内环能量的变化仅仅由采样器的几何结构参量确定,即实现对高能激光束的分光功能。采样器不带来附加像差,大口径采样器的制造也容易成功,加工成本和工艺要求低。而大口径分束镜的制造成本和工艺要求很高,使用过程中受热变形影响大、带来附加像差严重、且不方便。

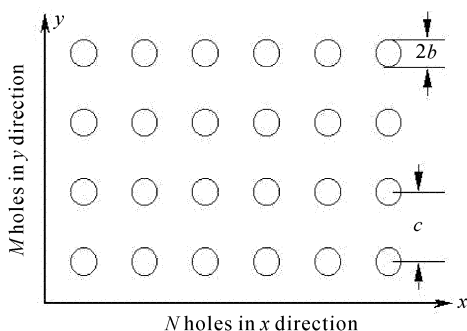


Fig. 1 The schematic of beam wavefront sampler

本文应用平面波角谱理论,分析了采样器对光

波场进行采样与分光的基本原理以及对空间采样频率的选择规则,说明了我们实际研制的大口径采样器的结构设计,通过数值方法和高能激光大气传输实验研究了高能激光经采样器前/后的远场光斑分布关系。结果表明:利用光束波前采样器能高保真地实现对高能激光束的分光。

## 2 理论分析

### 2.1 波前采样器的分光原理

如图 2 所示,设入射在  $z = 0$  处  $xy$  平面上的光波场为  $u_0(x, y)$ ,其角谱为<sup>[2]</sup>

$$U_0(\mu, \nu) = \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} u_0(x, y) \exp[-i2\pi(x\mu + y\nu)] dx dy, \quad (1)$$

(1) 式中,  $\mu, \nu$  为空间频率。

现将光束波前采样器置于  $z = 0$  处的  $xy$  平面处,它对入射光波  $u_0(x, y)$  的振幅透过率函数可表示为

$$t(x, y) = \text{circ}\left(\frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{b}\right) * \frac{1}{c^2} \text{comb}\left(\frac{x}{c}, \frac{y}{c}\right), \quad (2)$$

(2) 式中,  $b$  为小圆孔的半径;  $c$  为小圆孔间距;

$$\text{circ}\left(\frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{b}\right) = \begin{cases} 1 & \sqrt{x^2 + y^2} \leq b \\ 0 & \sqrt{x^2 + y^2} > b \end{cases}$$

为圆域函数;

$$\frac{1}{c^2} \text{comb}\left(\frac{x}{c}, \frac{y}{c}\right) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \delta(x - n \cdot c, y - m \cdot c)$$

为梳状(采样)函数;“\*”代表卷积运算。

\* 国防预研基金资助课题。

E-mail: xwzeng@163.com

收稿日期:2002-07-29; 收到修改稿日期:2002-09-17

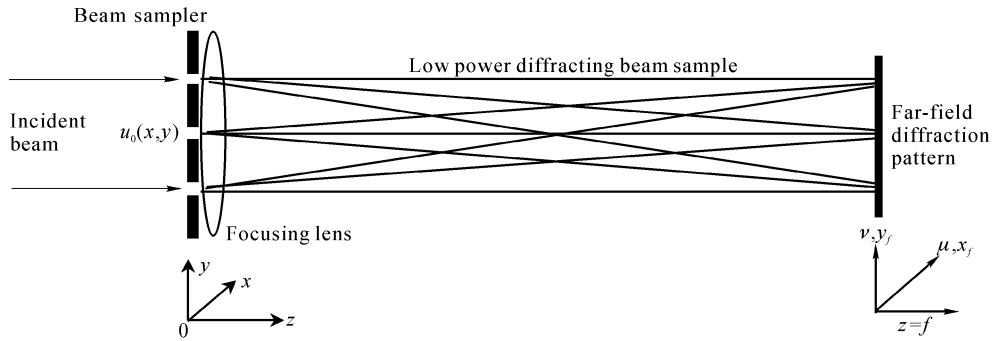


Fig. 2 Geometrical configuration for obtaining low-power beam sample

应用基尔霍夫边界条件<sup>[3]</sup>,紧靠采样器后表面处的光场(透射光场)为

$$u_t(x,y) = u_0(x,y) \cdot t(x,y), \tag{3}$$

透射光场  $u_t(x,y)$  的角谱为

$$U_t(\mu,\nu) = \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} u_t(x,y) \exp[i2\pi(x\mu + y\nu)] dx dy = U_0(\mu,\nu) * T(\mu,\nu), \tag{4}$$

(4) 式中,  $T(\mu,\nu)$  为  $t(x,y)$  的傅里叶变换:

$$T(\mu,\nu) = \frac{\pi b^2}{c^2} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \text{somb}(2b \sqrt{\mu^2 + \nu^2}) \delta\left(\mu - \frac{n}{c}, \nu - \frac{m}{c}\right), \tag{5}$$

(5) 式中,  $\text{somb}(\tau) = \frac{2J_1(\pi\tau)}{\pi\tau}$  称为墨西哥礼帽函数 [ $J_1(\cdot)$  为第一类一阶贝塞尔函数], 是圆域函数  $\text{circ}(\cdot)$  的傅里叶变换. 将(5) 式代入(4) 式, 得

$$U_t(\mu,\nu) = \frac{\pi b^2}{c^2} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \text{somb}\left(\frac{2b \sqrt{n^2 + m^2}}{c}\right) \cdot U_0\left(\mu - \frac{n}{c}, \nu - \frac{m}{c}\right). \tag{6}$$

(6) 式中, 函数  $\text{somb}(\cdot)$  是角谱  $U_t(\mu,\nu)$  的包络函数; 原角谱  $U_0(\mu,\nu)$  是轮廓函数; 在谱面上,  $U_0\left(\mu - \frac{n}{c}, \nu - \frac{m}{c}\right)$  ( $n, m \in Z$ ) 各相邻谱峰中心之间的距离为  $1/c$ . 角谱  $U_t(\mu,\nu)$  具有周期性须同时满足以下三个条件:

1) 角谱  $U_0(\mu,\nu)$  带宽有限, 即光场  $u_0(x,y)$  是带限函数. 设角谱  $U_0(\mu,\nu)$  的最高空间频率为  $\rho_{0h}$ , 则  $\rho_{0h} < \infty$ ;

2) 各谱项之间没有混叠, 采样器的小圆孔间距须满足

$$c < 1/2\rho_{0h}, \tag{7}$$

这就是所谓空间采样定理;

3) 包络函数  $\text{somb}(\tau)$  在角谱  $U_0(\mu,\nu)$  的带宽内几乎不变.  $\text{somb}(\tau)$  有如下表的数据变化特点:

$\pi\tau$	0.0	0.1	0.2	0.3	0.4
$\text{somb}(\tau)$	1.000	0.999	0.995	0.989	0.980

例如, 若只能允许  $\text{somb}(\tau)$  在角谱  $U_0(\mu,\nu)$  的带宽内有 0.5% 的变化, 小孔的半径须满足

$$b < 1/10\pi\rho_{0h}, \tag{8}$$

此时, 在允许的误差范围内, 可将(6) 式中的包络函数  $\text{somb}(\tau)$  前置:

$$U_t(\mu,\nu) \approx \frac{\pi b^2}{c^2} \text{somb}(2b \sqrt{\mu^2 + \nu^2}) \times \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} U_0\left(\mu - \frac{n}{c}, \nu - \frac{m}{c}\right), \tag{9}$$

角谱  $U_t(\mu,\nu)$  呈如图 3 所示的阵列, 在谱面上形成了分立光斑, 采样器实现了对入射光波的多路分光. 特别地, 对于谱面中心 ( $n = 0, m = 0$ ) 的角谱可写为

$$U_t^{0,0}(\mu,\nu) = \frac{\pi b^2}{c^2} \text{somb}(2b \sqrt{\mu^2 + \nu^2}) U_0(\mu,\nu) \approx \frac{\pi b^2}{c^2} U_0(\mu,\nu), \tag{10}$$

它说明: 1) 在满足前述三个条件下, 原入射光波的角谱可通过采样而精确地再现; 2) 经采样后的中心亮斑光强衰减为原来的  $\chi = (\pi b^2/c^2)^2$  倍, 这一衰减率仅由采样器的几何结构参量 ( $c, b$ ) 决定, 与入射光波无关, 因此便于根据实际需要选择衰减率. 这是利用波前采样器对光束分光的基本原理.

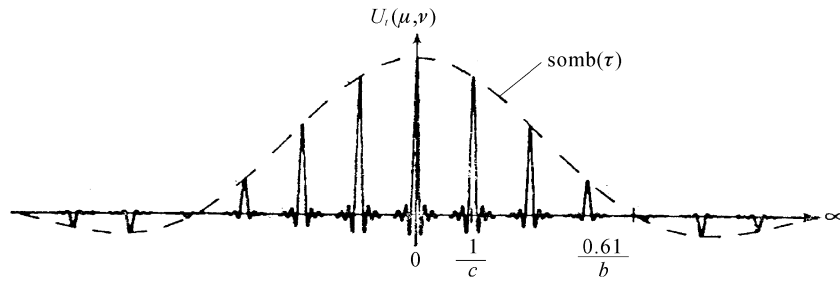


Fig. 3 Wave spectrum transmitted by the beam wave-front sampler

2.2 角谱带宽和采样器结构参数的确定方法

为<sup>[5]</sup>

仍如图 2, 光波  $u_0(x, y)$  在焦平面上形成夫琅禾费衍射图样, 考察点  $P(x_f, y_f, f)$  处的光强分布

$$I_{0f}(x_f, y_f) = |U_{0f}(x_f, y_f)|^2, \quad (11)$$

其中复振幅

$$U_{0f}(x_f, y_f) = A \cdot \iint_{\Sigma} u_0(x, y) \exp[-i2\pi(x \frac{x_f}{\lambda f} + y \frac{y_f}{\lambda f})] dx dy. \quad (12)$$

(12)式中,

$$A = -\frac{i}{\lambda f} \left\{ \exp \left[ i \frac{2\pi}{\lambda} \left( f + \frac{x_f^2 + y_f^2}{2f} \right) \right] \right\};$$

$\lambda$  为波长;  $f$  为焦距;  $\Sigma$  为衍射孔径区域。对照(1)式、(12)式可知:  $\mu = x_f/\lambda f, \nu = y_f/\lambda f$ ; 除因子  $A$  (与  $x, y$  无关) 外, 衍射图样的光强分布  $I_{0f}(x_f, y_f)$  与  $I_0(\mu, \nu) = |U_0(\mu, \nu)|^2$  等价。这样, 从测得的光波的夫琅禾费衍射图样光强分布出发, 按如下步骤处理, 就可以确定角谱的带宽或最高空间频率  $\rho_{oh}$ <sup>[6]</sup>:

1) 先按一阶矩公式确定光斑的“重心”坐标  $(\bar{x}_f, \bar{y}_f)$ :

$$\left. \begin{aligned} \bar{x}_f &= \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} x_f I_{0f}(x_f, y_f) dx_f dy_f}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} I_{0f}(x_f, y_f) dx dy}, \\ \bar{y}_f &= \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} y_f I_{0f}(x_f, y_f) dx_f dy_f}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} I_{0f}(x_f, y_f) dx dy}, \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

2) 把光强分布曲面  $I_{0f}(x_f, y_f)$  与以光斑“重心”为中心(坐标原点)、 $R_{0f}$  为半径的焦平面所围成的“桶”中功率(能量) 占总功率(能量) 一定比例  $\eta$  时所截取的空间范围, 作为光斑的分布范围:

$$\eta = \frac{\int_0^{R_{0f}} \int_0^{2\pi} I_{0f}(r, \theta) r dr d\theta}{\int_0^{+\infty} \int_0^{2\pi} I_{0f}(r, \theta) r dr d\theta}, \quad \text{或}$$

$$\eta = \frac{\int_{-R_{0f}}^{R_{0f}} dx_f \int_{-\sqrt{(R_{0f}^2 - x_f^2)}}^{\sqrt{(R_{0f}^2 - x_f^2)}} I_{0f}(x_f, y_f) dy_f}{\int_{-\infty}^{+\infty} dx_f \int_{-\infty}^{+\infty} I_{0f}(x_f, y_f) dy_f}, \quad (14)$$

(14) 式中,  $R_{0f}$  表示由(14) 式所得的“最大” 空间分布半径  $R_{0f}$  与比例因子  $\eta$  的选取有关; 上式为极坐标式<sup>[6]</sup>,  $r = \sqrt{(x_f)^2 + (y_f)^2}, x_f = r \sin \theta, y_f = r \cos \theta$ ; 下式为实际中对衍射图样进行数值化处理时所使用的直角坐标形式。

3) 光波角谱的“最高” 空间频率由下式计算可得

$$\rho_{oh}^0 = R_{0f}/\lambda f. \quad (15)$$

在光学工程实际中, 光波是束宽有限的, 其角谱将是无限扩展的:  $\rho_{oh} \rightarrow \infty$ , 由(15) 式确定的带宽并非真实带宽, 由此必将带来截断误差<sup>[7]</sup>。把桶中功率(能量) 作为有用信号、桶外功率(能量) 作为噪声, 定义如下的信噪比  $R_{sn}$ , 用来衡量截断过程的可靠性:

$$R_{sn} = \eta / (1 - \eta), \quad (16)$$

比例因子  $\eta$  (或信噪比  $R_{sn}$ ) 取得越大, 角谱中空间频率比  $\rho_{0h}^0$  更高的成分由于所占功率(能量)的比例  $(1 - \eta)$  就越小, 可以忽略不计, 所截取的带宽就越接近于真实带宽, 截断误差越小。而对于一定的采样器, 若在比例因子  $\eta$  (或信噪比  $R_{sn}$ ) 取比预赋值更大的值时, 结构参量  $(c, b)$  还能满足条件(7)式、(8)式, 则说明采样器对光波的采样性能原已充分可靠。比例因子  $\eta$  在实验上常有两种取法: 1)  $\eta = 0.84$ ; 2)  $\eta = 0.865$ <sup>[6]</sup>。当然还可取更高的, 如:  $\eta = 0.98$ , 这是“理想”采样时的取法<sup>[8]</sup>。

总之, 先由实验得到原入射光波的夫琅禾费衍射图样, 然后用数值化方法处理之<sup>[9]</sup>, 得到比例因子  $\eta$  与光斑空间分布范围  $R_{\beta f}$  的关系曲线, 并从中选取适当的  $\eta$  (从而  $R_{\beta f}$ ) 以确定  $\rho_{0h}^0$ 。最后, 由空间采样定理以及实验所需要的衰减率  $\chi$  确定采样器的结构参量范围, 并在制造工艺水平允许的情况下, 选取尽可能小的  $(c, b)$  值, 使采样器的性能更可靠。这是设计采样器的一般思路。

Table 1 Testing results of Fraunhofer diffraction pattern of beam at the output window of high energy laser

$f / \text{m}$	$\rho_{0h}^0 / (\text{l/m})$	Testing order								
		No. 1	No. 2	No. 3	No. 4	No. 5	No. 6	No. 7	No. 8	No. 9
50	$\rho_{0h}^{0.84}$	78.0	46.8	59.3	66.1	59.3	63.1			
	$\rho_{0h}^{0.865}$	79.3	49.5	65.8	70.0	67.9	82.6			
	$\rho_{0h}^{0.98}$	126.8	98.9	109.5	379.5	371.6	378.4			
68	$\rho_{0h}^{0.84}$	52.2	52.5	52.9						
	$\rho_{0h}^{0.865}$	57.7	54.6	56.1						
	$\rho_{0h}^{0.98}$	270.1	272.8	273.6						
70	$\rho_{0h}^{0.84}$	60.5	61.1	58.3	55.7	57.7	58.2	58.4	56.4	59.4
	$\rho_{0h}^{0.865}$	69.3	70.7	74.3	64.8	69.6	64.8	64.5	57.5	63.7
	$\rho_{0h}^{0.98}$	265.9	262.9	259.4	259.9	261.1	218.1	247.6	235.8	247.6

由表 1 中数据:

1) 取  $\eta = 0.84$  时,  $\rho_{0h}^{0.84}$  的平均值为:  $\bar{\rho}_{0h}^{0.84} = 58.7$  (l/m), 要求采样器的结构参量:  $c < 0.00852$  m,  $b < 0.000542$  m;

2) 取  $\eta = 0.865$  时,  $\rho_{0h}^{0.865}$  的平均值为:  $\bar{\rho}_{0h}^{0.865} = 65.7$  (l/m), 要求采样器的结构参量:  $c < 0.00761$  m,  $b < 0.000484$  m;

3) 取  $\eta = 0.98$  时,  $\rho_{0h}^{0.98}$  的平均值为:  $\bar{\rho}_{0h}^{0.98} = 252.2$  (l/m), 要求采样器的结构参量:  $c < 0.00198$  m,  $b < 0.000126$  m。

当上述光波经过理想光学系统束宽扩大 5 倍后, 由于光波的空间束宽积不变<sup>[6]</sup>, 扩束后的大口径光波的角谱“带宽”相应地减小, 从而对采样器结构参量的要求相应改为:

## 3 大口径采样器的结构参量确定与制造

### 3.1 几何结构参量的确定

#### 3.1.1 实验光波对采样器结构参量的要求

通过十八次对我们使用的高能激光器输出窗口处光波场(此时口径不大)的夫琅禾费衍射图样的实验测量, 得到了不同  $f$  下的  $\eta \sim R_{\beta f}$  曲线, 其中  $\eta = 0.84$  和  $\eta = 0.865$  时的  $R_{0f}^{0.84}$ 、 $R_{0f}^{0.865}$  经(15)式计算后得到的“最高”空间频率  $\rho_{0h}^{0.84}$ 、 $\rho_{0h}^{0.865}$  如下表 1 所示。为考察“理想”采样时所需要的条件及评价采样器的性能, 将  $\eta = 0.98$  时  $\rho_{0h}^{0.98}$  的值也列入表中[其中  $f = 50$  m 时的  $\rho_{0h}^{0.98}$  值起伏较大, 是由于高能激光器工作受诸多因素(如腔镜、输出镜、反射镜、增益介质分布)影响<sup>[1, 10, 11]</sup>, 其输出功率、光束质量等在不同时间、不同状态下会产生一些变化。在实际中, 我们往往会根据前阶段的实验情况, 对腔镜等进行细微调整]。

1')  $\eta = 0.84$ ,  $c < 0.0426$  m 和  $b < 0.00271$  m;

2')  $\eta = 0.865$ ,  $c < 0.0381$  m 和  $b < 0.00242$  m;

3')  $\eta = 0.98$ ,  $c < 0.00991$  m 和  $b < 0.000631$  m。

#### 3.1.2 衰减率对结构参量的要求

根据实验中激光器输出功率和焦平面中心亮斑功率需要, 我们确定衰减率  $\chi \approx 0.1\%$ , 而  $b/c = 1.0/10.0$ 。

#### 3.1.3 其他要求

1) 由于高能激光器输出激光过程中的某些不确定因素影响<sup>[1, 10]</sup>, 对实际的光束波前须有尽可能高的空间采样频率, 原则上应使  $c$  的取值尽可能小(孔越密), 使采样器对光波采样适用范围更大; 同时使  $b$  的取值按比例减小, 此时, 包络函数变化的影响也将更小;

2) 若  $c$  越小,一定光束口径内需要加工的小孔数目就越多,且当衰减率  $\chi$  取值一定时,要求  $b$  也按比例减小,这些又会大大增加小孔的加工难度和采样器的制造总成本。

综合上述三方面要求,对于大口径光束,在现有的高能激光器水平与机械加工工艺水平的条件下,我们确定了所使用的采样器的结构参量:

$c=0.01\text{ m}$ 、 $b=0.001\text{ m}$ ,对应比例因子  $\eta > 0.865$ 、接近0.98。若高能激光器输出光束质量更好,则采样器的性能将更加可靠。

### 3.2 采样器的结构设计及制造

在 高 能 激 光 实 验 中 (如 图 4 所 示),采 样 器 入 射 面 的 高 强 反 射 光 对 仪 器 设 备 (如 激 光 器)和 人 身 安 全 有 严 重 影 响。

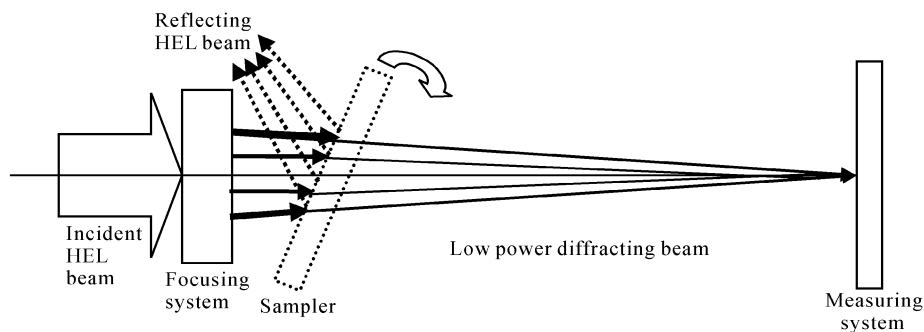


Fig. 4 Geometrical configuration for testing the beam wave-front sampler

为 避 免 之,我 们 将 光 束 入 射 方 向 与 采 样 器 入 射 面 法 向 设 计 成  $30^\circ$  (如 图 5 所 示)。这 个 角 度 由 工 作 环 境 而 定,不 能 太 大,否 则 采 样 器 难 以 加 工;角 度 太 小,则 对 仪 器 设 备 的 影 响 不 可 避 免。

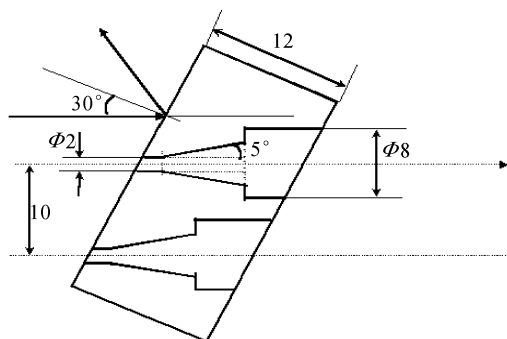


Fig. 5 The designed structure of the sampler

制 造 采 样 器 选 用 了 具 有 较 高 的 强 度 和 硬 度 (适 于 机 械 加 工 和 安 装 使 用)、热 导 率 大 (在 高 功 率 密 度 辐 照 下 的 表 面 软 化 倾 向 小)、对 高 能 激 光 具 有 高 反 射

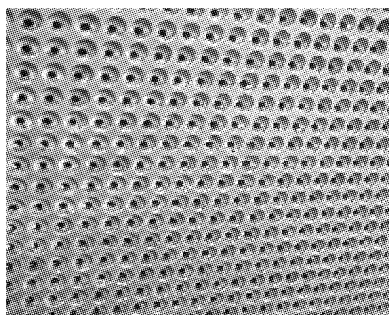


Fig. 6 The manufactured sampler

率 的 材 料。

我 们 研 制 的 大 口 径 光 束 波 前 采 样 器 如 图 6 所 示,几 何 尺 寸 约 为  $1000\text{ mm} \times 900\text{ mm} \times 12\text{ mm}$ 。

## 4 数值计算与实验结果

### 4.1 有限束宽光波的角谱及采样器衰减率的数值计算

首 先 计 算 了 大 口 径 实 心 圆 形 光 束 的 角 谱 和 它 经 研 制 的 采 样 器 后 的 角 谱 (如 图 7、图 8 所 示)。图 7 为 原 入 射 光 波 的 角 谱 中 心 附 近 等 高 线 细 致 图 样,中 心 亮 斑 (艾 里 斑)内 环 围 能 量 与 焦 平 面 上 总 能 量 之 比 为 0.838;图 8 为 其 经 采 样 器 后 的 角 谱 中 心 包 络 线 附 近 三 维 图 样,中 心 亮 斑 内 环 围 能 量 与 入 射 总 能 量 之 比 为 0.0825%,中 心 亮 斑 内 环 围 能 量 衰 减 率 为 0.0984%。

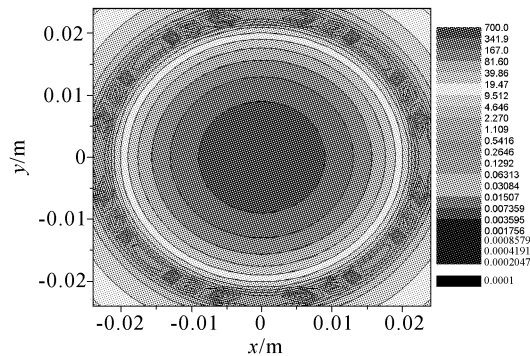


Fig. 7 The contour pattern of angular spectrum of circular beam

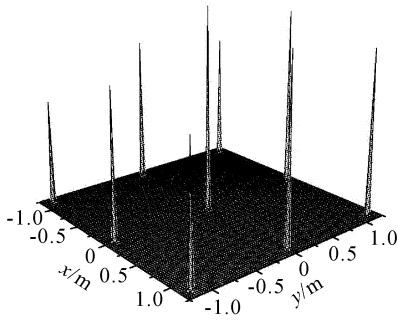


Fig. 8 The 3D pattern of angular spectrum of circular beam after being sampled

然后计算了大口径实心方形光束的情况(如图9、图10所示)。图9为原入射光波的角谱中心附近等高线细致图样,中心亮斑内环围能量与焦平面上总能量之比为0.815;图10为其经采样器后的角谱中心亮斑附近等高线细致图样,中心亮斑内环围能量与入射总能量之比为0.0804%,中心亮斑内环围能量衰减率为0.0987%。

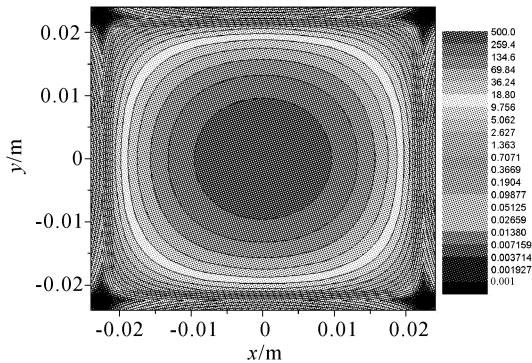


Fig. 9 The contour pattern of angular spectrum of rectangular beam

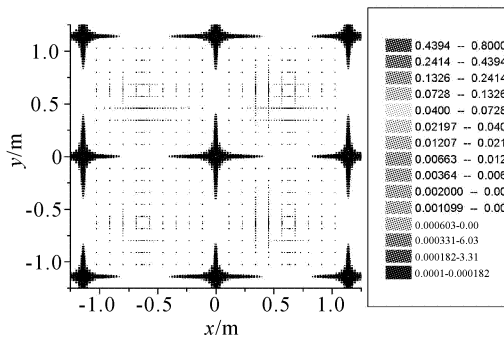


Fig. 10 The contour pattern of angular spectrum of rectangular beam after being sampled

最后计算了大口径空心方形光束的情况。原入射光波的角谱中心亮斑内环围能量与焦平面上的总能量之比为0.566;经采样器后的角谱中心亮斑内环围能量与入射总能量之比为0.0559%,中心亮斑

内环围能量衰减率为0.0988%。

上述三个衰减率计算值均与理论预计值( $\pi b^2/c^2$ ) $=0.0987\%$ 吻合得很好,与入射光束的形状无关,且在采样前与采样后归一化了的角谱中心亮斑分布保持不变,说明采样器结构参量的选取合适。

#### 4.2 实验结果

我们设计了如上图4所示的实验方案:首先在光路中加置波前采样器,利用它对入射的大口径高能激光束进行分光,实现较低功率激光传输,在焦平面上测量中心光斑内环围能量;然后去掉采样器,实行高功率激光传输,再次测量中心光斑内环围能量。

图11为实验首先测得的在光路中加置波前采样器后的较低功率激光传输图样,图12为去掉采样器后的高功率激光传输图样。实验测得焦平面上仪器视场内的中心亮斑功率衰减率 $\chi \approx 0.00114$ ,接近理论设计值(0.000987)。实验结果说明:我们研制的光束波前采样器对大口径光波的采样充分,性能可靠,较真实地再现了低功率激光的传输规律。

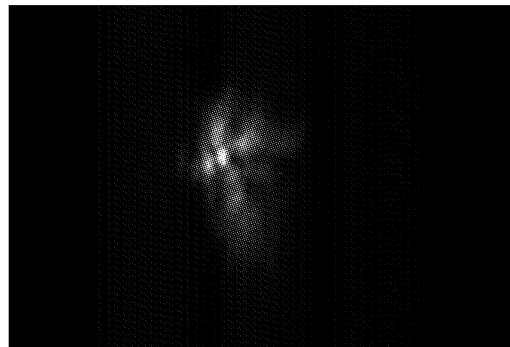


Fig. 11 The far-field pattern of low-power laser propagation in the atmosphere

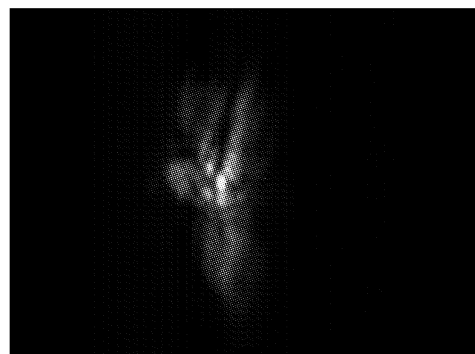


Fig. 12 The far-field pattern of high-power laser propagation in the atmosphere

**结论** 理论计算和实验结果表明:利用具有高空间采样频率的波前采样器对光波进行采样,能高保真地实现多路分光的功能。波前采样器具有不同于普

通光光镜的特点和优越性,这使它的应用十分广泛<sup>[2]</sup>,特别在高功率大口径入射光束的情况下可利用波前采样器高保真地实现对高能激光功率的衰减,这对于强激光的一些工程应用研究来说具有十分重要的现实意义,例如:激光器输出功率与光束质量的测量<sup>[12]</sup>,系统识别研究内容中如光束传输通道各部分的检测等<sup>[1]</sup>。

本文实验曾得到中科院安光所吴毅研究员等人的帮助,在此深表谢意。

### 参 考 文 献

- 1 Du Shaojun. *Study on Thermal Deformation in High Energy Laser and Transmission System* (高能激光器及其发射系统的热变形研究). Engineering doctoral dissertation, Changsha, National University of Defense Technology, 2001. 25~48 (in Chinese)
- 2 Jin Guofan, Yan Yingbai, Wu Minxian. *Binary Optics* (二元光学). Beijing: National Defence Industrial Press, 1998. 20~26 (in Chinese)
- 3 Born M, Wolf E. *Principles of Optics*, seventh (expanded) edition, Cambridge University Press, 1999
- 4 James E H, Marion L S. Hole grating beam sampler a versatile high energy laser (HEL) diagnostic tool. *Proc. SPIE*, 1980, **240**:232~242
- 5 Zhao Kaihua, Zhong Xihua. *Optics* (光学). Beijing: Peking University Press. 1984. 82~83 (in Chinese)
- 6 Lü Baida. *Propagation and Control of High-Power Lasers* (强激光的传输与控制). Beijing: National Defence Industrial Press, 1999. 66~68 (in Chinese)
- 7 Marija S S. Wavefront distortion introduced by sampling with a hole grating. *Proc. SPIE*, 1981, **293**:74~84
- 8 Cheng Peiqing. *Course of Digital Signal Processing* (数字信号处理教程). Beijing: Tsinghua University Press, 2001. 37, 119 (in Chinese)
- 9 Huang Liang, Huang Junwan. *Course of Examples with Mathcad 2000* (Mathcad 2000 实例教程). Beijing: China Electric Power Press, 2000 (in Chinese)
- 10 Xu Xiaojun. *Study on the Application of Aero-Optics* (气动光学的工程研究). Engineering doctoral dissertation, Changsha, National University of Defense Technology, 2000. 117~119 (in Chinese)
- 11 Xu Xiaojun, Lu Qisheng, Jiang Zongfu *et al.*. Study and measurement of aero-optics inhomogeneity. *Chin. J. Lasers* (中国激光), 2001, **A28**(9): 802~808 (in Chinese)
- 12 Marquet L C. Transmission diffraction grating attenuator for analysis of high power laser beam quality. *Appl. Opt.*, 1971, **10**(4):960~961

## Development of Large Aperture Hole Grating Beam Wave-Front Sampler

Zeng Xuewen Lu Qisheng Xu Xiaojun Du Shaojun Shu Baihong  
Liu Zejin Zhao Yijun

(Institute of Science, National University of Defense Technology, Changsha 410073)

(Received 29 July 2002; revised 17 September 2002)

**Abstract:** Based on the angular spectrum theory, the principle of hole grating for sampling beam and attenuating power of high-energy laser (HEL), and the detailed structure design of a large aperture beam wave-front sampler are described. The numerical calculation and experimental results of far-field optical spot of the transmitted beam produced by the sampler are given. The results show that the beam wave-front sampler can attenuate power of HEL with little errors.

**Key words:** high-energy laser (HEL); wave-front; sampler; Fraunhofer diffraction; hole grating