

$$E_{-1}(x, y, z) = -\frac{1}{k_{0x} \cdot Q} \exp\left\{-j \frac{k_{-1}^2 - k_0^2}{4k_{0x}} x\right\} \sin(Q \cdot x) \exp\{j(k_{-1} \cdot r)\}, \quad (3)$$

$$E_0(x, y, z) = \left[\cos(Qx) + j \frac{k_{-1}^2 - k_0^2}{4k_{0x} Q} \sin(Qx) \right] \exp\left\{-j \frac{k_{-1}^2 - k_0^2}{4k_{0x}} x\right\} \exp\{j(k_0 \cdot r)\} \quad (4)$$

式中:

$$Q = \frac{\sqrt{16A + (k_{-1}^2 - k_0^2)^2}}{4k_{0x}}, \quad (5)$$

$$A = \frac{2n^2 M_2 P_0}{HL} \left(\frac{\sigma}{\lambda_0}\right)^4. \quad (6)$$

其中 M_2 为声光介质的品质因素, n 为折射率, L 、 H 分别为换能器的长度和高度, P_0 为超声波功率, λ_0 为真空中的光波长。

当高斯光束入射时, 根据线性叠加原理和夫琅和费衍射公式, 可以得到远场的光能分布表达式(器件的使用场合一般均可认为是远场):

$$I_{-1}(L+R, y, z) = \exp\left\{-\frac{z^2}{\omega_0^2}\right\} \exp\left\{-\left(\frac{y+y_0}{\omega_0 \cos \theta_0}\right)^2\right\} \sin^2\left(\sqrt{\frac{AL^2}{k_0^2} + \left(\frac{\pi KL}{\lambda_0 R k_0}\right)^2} (y+y_0)^2\right), \quad (7)$$

$$I_0(L+R, y, z) = \exp\left\{-\frac{z^2}{\omega_0^2}\right\} \exp\left\{-\left(\frac{y-y_0}{\omega_0 \cos \theta_0}\right)^2\right\} \left\{1 - \left(\frac{AL^2}{k_0^2}\right) \sin^2\left(\sqrt{\frac{AL^2}{k_0^2} + \left(\frac{\pi KL}{\lambda_0 R k_0}\right)^2} (y-y_0)^2\right)\right\}. \quad (8)$$

式中: $\sin \theta(x) = \frac{\sin x}{x}$, $\tilde{\omega}_0 = \frac{\sqrt{2} \lambda_0 R}{\pi \omega_0}$, $y_0 = R \sin \theta_B$

R 为观察到声光器件出射面的距离。由 I_{-1} 的表达式可以看到, 衍射光光斑在 y 轴方向(声波传播方向)压缩了, 显然, 压缩的大小与 $\sin \theta$ 函数的零点 \bar{Y}_0 有关, \bar{Y}_0 由下式确定:

$$\bar{Y}_0 = \sqrt{\left(\frac{n\pi}{\lambda_0 L}\right)^2 - \left(\frac{\sqrt{A}}{2\pi}\right)^2} \cdot \frac{A \omega_0}{\cos \theta_B}. \quad (9)$$

显然, \bar{Y}_0 越小, 光斑在 y 方向的分布区域就越窄, 整个光斑偏离圆对称分布就越厉害。 z 轴方向的分布保持高斯函数不变。由(9)式看到, 影响光斑形状的因素有束腰半径 ω_0 、声波长 λ (或频率 Ω), 换能器长度 L 以及参数 A (即超声功率 P_0)。其中 ω_0 、 λ 对光斑形状的影响最为明显(见图4)。这就是说, 入射的高斯光束的束腰半径 ω_0 或超声波的波长 λ 越小, 光斑的变形(指偏离圆对称分布)就愈大。

另外, 由 I_0 的表达式可知, 零级光光斑中心点($y=y_0$)处的强度

$$I_{y=y_0} \propto 1 - \left(\frac{AL^2}{k_0^2}\right) \frac{\sin^2(\sqrt{A} L/k_0)}{AL^2/k_0^2} = 1 - \sin^2\left(\frac{\sqrt{A} L}{k_0}\right),$$

因 A 正比于超声功率 P_0 (见(6)式), 故改变声光器件的驱动功率 P_0 , 就可使零级光中心出现凹陷或使峰值附近变得平坦。图2为实验测得的结果, 由图中实验曲线清楚地看到零级光 y 方向光强分布随超声功率 P_0 的变化情况, 通过改变 P_0 , 就可获得不同的分布(参见式(8)), 从而达到改变高斯光束横截面分布的目的。

最后, 采用 OOD 线阵对一级光光斑在 y 轴和 z 轴方向的分布作了定量的测量, 将测量结果与理论公式作了比较, 两者符合得较好, 其误差不超过 10%, 如图3所示。由图中实验曲线明显地看到 y 轴方向的光斑分布范围小于 z 轴方向的分布范围。整个光斑呈椭圆状,

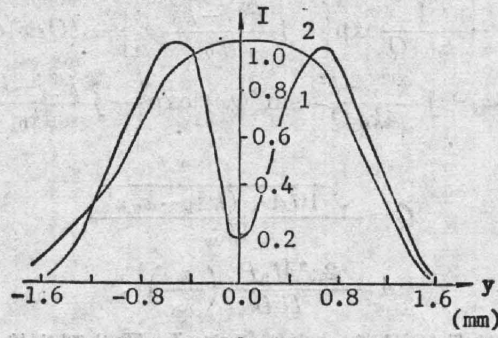


Fig. 2 Experimental result of intensity distribution along y axis (undiffracted light)

Curve 1—with higher acoustic power driving, $P_a \approx 0.7$ watt

Curve 2—with lower acoustic power driving, $P_a \approx 0.3$ watt

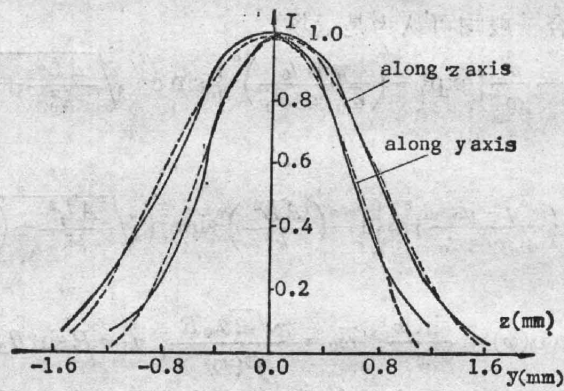
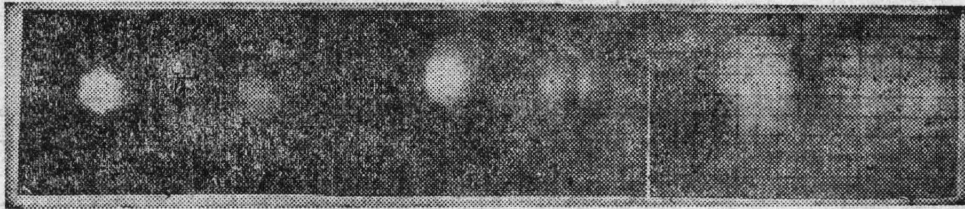


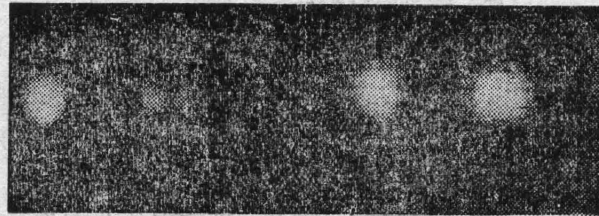
Fig. 3 The intensity distribution of diffracted light along y and z axes. The solid curve is theoretical result, and the broken curve is experimental result



(a) (b) (c)

Fig. 4 The suppress of diffracted light spot along y axis

(a) $\omega_0 = 0.35$ mm; (b) $\omega_0 = 0.06$ mm; (c) $\omega_0 = 0.03$ mm



(a) (b)

Fig. 5 Undiffracted light spot pattern

(a) $P_a \approx 0.5$ watt; (b) $P_a \approx 0.2$ watt

图 4, 5 是拍摄到的远场光斑形状图。

三、衍射光光斑的形状设计

在多数使用场合, 一般用一级衍射光。例如光盘刻录系统中, 一级光被用作记录光束。因此建立光斑形状与入射光束束腰半径 ω_0 以及器件的主要参数相互间的关系就很有必要。

这里以光斑的长度比 $\rho = a_\rho/b_\rho$ (a_ρ 、 b_ρ 分别为 y 、 z 方向半峰值光强处的半径) 来描述光斑的形状。为分析问题方便起见, 将(7)式写成:

$$\bar{I}(y, z) = I_0 \exp\{-z^2\} \exp\{-y^2\} \operatorname{sinc}^2\left(\sqrt{\frac{AL^2}{k_0^2} + \left(\frac{KL}{\omega_0 k_0}\right)^2} y\right), \quad (10)$$

式中:

$$I_0 = 1 / \operatorname{sinc}^2\left(\frac{\sqrt{AL}}{k_0}\right). \quad (11)$$

根据式(10)和 ρ 的定义, 可以求出 $b_\rho = 0.8325$, 同时令:

$$\bar{I}(a_\rho, 0) = I_0 \exp\{-a_\rho^2\} \operatorname{sinc}^2\left(\sqrt{\frac{AL^2}{k_0^2} + \left(\frac{KL}{\omega_0 k_0}\right)^2} a_\rho\right) = 0.5, \quad (12)$$

将 $a_\rho = \rho \cdot b_\rho$ 代入上式得到:

$$I_0 \exp\{-b_\rho^2\} \operatorname{sinc}^2\left(\sqrt{\frac{AL^2}{k_0^2} + \left(\frac{KL}{\omega_0 k_0}\right)^2} b_\rho \rho\right) = 0.5. \quad (13)$$

由上式看到, 当器件的参数 L 以及激光束束腰 ω_0 给定后, 衍射光光斑的长宽比 ρ 也就确定了。为了与原有的最优设计方法^[3]取得统一, 可将(13)式作进一步的处理: 令

$$\alpha = \frac{2\lambda L}{\pi \omega_0 A}, \quad (14)$$

式中的 α 称为比发散角。这样(13)式可写成:

$$\frac{\exp\{-b_\rho^2 \rho^2\} \operatorname{sinc}^2\left(\frac{\pi}{2} \sqrt{K_\rho + \alpha^2 b_\rho^2 \rho^2}\right)}{\operatorname{sinc}^2\left(\frac{\pi}{2} \sqrt{K_\rho}\right)} = 0.5, \quad (15)$$

式中

$$K_\rho = P_o / P_{opt}, \quad (16)$$

而

$$P_{opt} = \frac{H\lambda_0^2}{2M_s L}. \quad (17)$$

P_{opt} 是器件的最佳超声驱动功率。

由(15)式看到, 比发散角 α (决定器件的衍射效率和上升时间) 和光斑形状参数 ρ 间存在依赖关系, 两者中只要其中之一确定了, 另一个就可通过解方程式(15)而获得。图 6 是求解所得的结果。虚线曲线是 $I_p/t_r \sim \alpha$ 曲线^[3](描述衍射光光强、上升时间与比发散角 α 的关系), 这里为对比方便, 亦予以画出。

由图中曲线可以看出, 超声功率 P_o 对光斑形状的影响甚微, 这点得到实验的证实。

另外, 我们发现, 比发散角 α 取得越大, 光斑的长宽比 ρ 就愈小, 而比发散角 α 取值越小, ρ 就越趋近于 1, 即圆对称性就愈好。由于 α 正比于 L 而反比于 ω_0 , 故为了获得接近圆

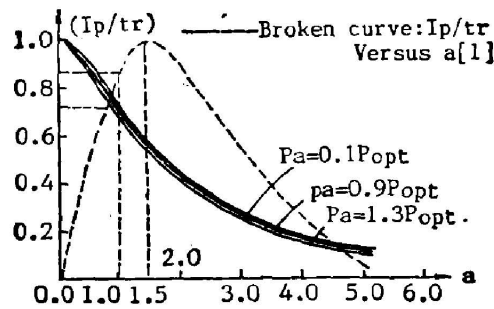


Fig. 6 Diffracted light spot shape ρ versus a

对称的光斑, ω_0 应取大些, 而 L 则应选择较小的值。由图中还可看到, 为了获得较圆整的光斑, 或者要牺牲衍射效率 η , 或者上升时间 t_r 。按衍射效率和上升时间取最优的设计思想, a 应取 1.5, 但此时的 $\rho \approx 0.58$ 左右, 即衍射光光斑的长宽比约为 1.72:1。对象光盘刻录系统这样的使用场合来说, 当然希望 ρ 越接近于 1 越好, 但由图中曲线看到, 当 ρ 趋于 1 时, η 几乎为零(或 t_r 为无限大), 因此, 兼顾到三者的取值, a 取 1.0 较合适, 此时 $\rho = 0.72$, 即光斑的长宽比为 1.4:1。当然, 对具体的使用场合, 可以根据图 6 中的曲线进行权衡, 选择合适的 a 和 ρ 值。

对器件的设计者或使用者来说, 可根据要求的光斑长宽比 ρ 的大小由图 6 或式(15)求出相应的比发散角 a 的值, 然后确定换能器的长度 L 和束腰半径 ω_0 。如果使用者关心的主要是衍射效率和上升时间, 则可先定出 a , 然后由(15)式求出 ρ , 从而可以了解到光斑偏离圆对称分布的程度。

四、结 论

本文较为深入地研究了声光器件布喇格衍射场中衍射光斑的光能分布, 提出了综合考虑衍射效率 η 、上升时间 t_r 和光斑形状 ρ 的新设计思想, 给出了相应的实验结果。一般地说, 衍射光光斑偏离圆对称分布是客观存在的, 但并不总是明显的, 只当光束束腰 ω_0 以及换能器长度 L 取值较大时才较明显, 也就是说, 一般要在会聚激光束入射时, 这种变形才会加剧(参看图 4)。而零级光的横截面分布的变化也是当驱动功率 P_0 较大时才较明显。

理论公式和实验都证明, 布喇格衍射器件用作一维光束整形是可行的。

本文的结论亦可应用于全息光栅和其他位相光栅的衍射问题。

实验中的 CCD 线阵及测量系统是由王荣同志提供的, 在此表示感谢。

参 考 文 献

- [1] 徐介平;《声光器件的原理、设计和应用》, (科学出版社, 北京, 1982年), 第一、二、三章。
- [2] R. S. Chu et al.; *J. Opt. Soc. Am.*, 1977, **67**, No. 11 (Nov), 1555~1561.
- [2] J. A. Kong; *J. Opt. Soc. Am.*, 1977, **67**, No. 6 (Jun), 825~829.

Theoretical and experimental studies on the intensity distribution under Bragg diffraction by acousto-optic devices

LIAN BO AND JIN GUOFAN

(Microengineering Research Centre, Tsinghua University, Beijing)

(Received 12 January 1987; revised 30 January 1988)

Abstract

On the basis of one-dimensional Bragg diffraction analyzing method, a 2-D intensity distribution of diffraction field is derived. The experimental results are given. The factors which influence the intensity distribution of diffracted light spot are discussed. A new idea for designing the shape of diffracted light spot is proposed, in which the diffraction efficiency, rise time and light spot shape are all considered.

Key words: bragg diffraction; light spot shape.