

激光高斯光束的声光整形

董孝义 盛秋琴 尹希树 陈际平

(南开大学光学教研室)

提要: 本文报道和讨论了在超声驻波作用下实现激光高斯光束空间强度整形的原理与实验。当光斑尺寸小于超声波长,而且二者比率选择适宜时,聚焦激光束的强度轮廓在中心区域即可展平,以致得到空间均匀的辐照。

Intensity modification of a Gaussian laser beam by acousto-optic effect

Dong Xiaoyi, Shen Qiugin, Yen Xishu, Chen Jipin

(Department of Physics, Nankai University)

Abstract: The theory and corresponding experiment of the intensity profile modification of a Gaussian laser beam by an ultrasonic standing wave (controlled by electricity) are reported and discussed. When the spot size of Gaussian laser beam is smaller than ultrasonic wavelength and their ratio is suitably selected, the intensity of focused laser beam can be nearly flat in the central region.

大多数激光器输出为高斯型光束。在许多场合下,例如在需要空间均匀辐照的情况下,直接使用激光器的输出显然是不适宜的,因而提出了所谓高斯光束空间强度轮廓整形问题。近几年内有人已提出一些整形方法^[1,2]。最近 Y. Ohtsuka 又提出一种所谓声光整形方法^[3],其整形轮廓可以调节,不过作者给出的是一维模型,而且只适用于行波型声光器件,驻波型声光器件与行波型比较有工艺简单、使用调整方便等优点。我们从理论上对驻波型声光器件的整形作用作了分析,并且通过实验证明,用这类器件也可以对

高斯激光光束整形,而且是可以调节的。在此基础上我们提出一种利用电光-声光共振耦合效应下产生两维相位光栅^[4]进行两维空间整形的实验方法。这种方法的理论分析可沿用两维驻波声光调制模型,亦即应用一维的理论分析结果。实验证明,和一维情况类似,也实现了高斯光束的连续整形。

利用驻波型声光器件进行激光高斯光束整形的原理图与行波器件的情况相同,如图 1 所示。其中 AOD 为声光器件,声光介质为熔石英玻璃或重火石玻璃,作用长度为

收稿日期:1983年7月29日。

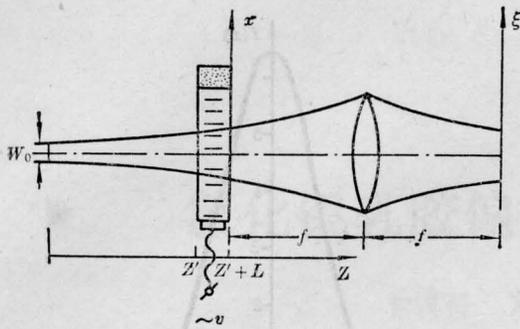


图 1

L , 并有 $L < L_0$, L_0 为声光器件的特征长度^[5]。因此器件是工作在 Raman-Nath 范畴。令激光束尺寸为 $W(Z')$, 声波波长为 Λ , 并使其满足 $W(Z') < \Lambda$, 这时出现 Raman-Nath 声光连续衍射形式^[6], 对于行波器件经分析计算可得, 此时光强在接收屏上的分布为:

$$I(\xi) = \pi W_0^2 W^2 \sum_{-\infty}^{\infty} J_m(v) e^{-2\pi^2 W^2 \left(\frac{\xi}{\lambda f} - \frac{m}{\Lambda}\right)^2} \quad (1)$$

式中 $v = KL\Delta n$ 是与声功率成正比的 Raman 参数, W_0 为束腰宽度, J_m 是第 m 阶第一类贝塞尔函数。从(1)式不难看出声光整形的过程。当声场被激励, 即 $v \neq 0$ 时, J_0 减少, $J_{\pm 1}, J_{\pm 2} \dots$ 增加, 而且这种增加与减少相当, 显然这是激光束从空间中心域向边缘域的功率逸散过程。

现在分析驻波声场的情况, (1)式不再适用。这时声光介质中的折射率应改写为:

$$n = n_0 + \Delta n \sin \Omega t \sin Kx \quad (2)$$

其中 Ω, K 分别表示声波角频率与波数, $n_0, \Delta n$ 分别表示声光介质折射率与因声场作用产生的折射率变化幅度, 类似文献[3]的计算方法可得:

$$I(\xi) = \left\langle \frac{W_0}{W} \sum_{-\infty}^{\infty} J_m(v \sin \Omega t) \times \exp \left[-\pi^2 W^2 \left(\frac{\xi}{\lambda f} + \frac{m}{\Lambda} \right)^2 \right] \right\rangle \quad (3)$$

大致可以看出, 输出光束仍属各级高斯光束

分量的合成, 但有两点值得注意: 一、贝塞尔函数的宗量受到时间调制; 二、在平方取平均时出现多重交叉项。这就说明, 除低级项向高级项馈送能量外, 还出现能量的反馈过程, 于是表现出较行波器件更为复杂的形式。我们将(3)式按级数展开, 经运算可得:

$$I(\xi) = W_0^2 \sum_m \sum_n \sum_p \sum_r (-1)^{p+r} \times \frac{\left(\frac{v}{2}\right)^{m+n+2p+2r}}{p!r!(m+p)!(n+r)!} \times \exp \left\{ -\pi^2 W^2 \left[\left(\frac{\xi}{\lambda f} + \frac{m}{\Lambda} \right)^2 + \left(\frac{\xi}{\lambda f} + \frac{n}{\Lambda} \right)^2 \right] \right\} \times \langle (\sin \Omega t)^{m+n+2(p+r)} \rangle \quad (4)$$

其中

$$\langle (\sin \Omega t)^{n+m+2(p+r)} \rangle = \begin{cases} \frac{Q-1}{Q} \cdot \frac{Q-3}{Q-2} \dots \frac{\pi}{2} & (m+n \text{ 为偶数}) \\ 0 & (m+n \text{ 为奇数}) \end{cases} \quad (5)$$

式中 $Q = m+n+2(p+r)$ 。如令 $\pi W\xi/\lambda f = \alpha$, $\pi W/\Lambda = C$, 并取归一化形式, 则(4)式可写成:

$$I'(\alpha) = \frac{I(\alpha)}{I(0)} = \sum_m \sum_n \sum_p \sum_r (-1)^{p+r} \times \frac{\left(\frac{v}{2}\right)^{m+n+2(p+r)}}{p!r!(m+n)!(p+r)!} \times \exp \left[-(\alpha+mC)^2 - (\alpha-nC)^2 \right] \times \langle (\sin \Omega t)^{m+n+2(p+r)} \rangle \quad (6)$$

由此式不难看出, 经超声驻波调制后的光强分布是一系列高斯型光束的迭加, 每一分量对总场贡献的大小由 Raman 参数 v 决定, 贡献的位置则由参数 C 决定, 只要 v, C 取值适中即可得到预期的光强轮廓整形。图 2 是取 $C=1/2$ 时 v 分别取 0、1.6 和 2 情况下的理论曲线。不难看出, 在这种情况下有明显的整形作用。用同样方法还可以取 C 为其它值的理论曲线。可以证明, 当 C 取某些值(例如取 $C=1, 1/4$ 等)时, 不能得到满意

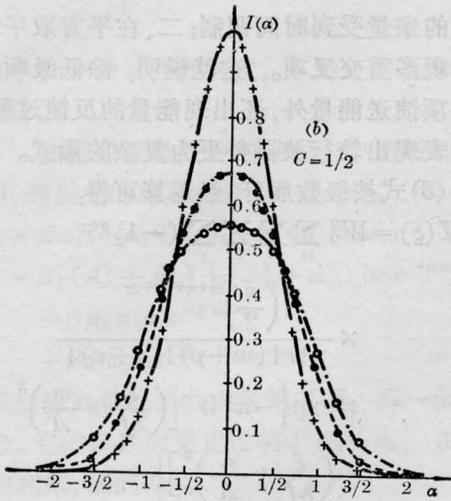


图 2

的整形。 C 值的大小由超声频率、输入光斑大小决定,在前者确定的场合,可以通过光学系统来改变后者的取值以达到适中的 C 值。

三

图 3 是采用驻波型声光器件进行高斯激光束整形的实验装置原理图。He-Ne 激光器输出为高斯光束 (6328 \AA , 30 毫瓦), 光斑尺寸为 1.5 毫米, 经透镜系统 L_1 压缩到 0.15 毫米射入声光调制器 AOD, AOD 由高频驱

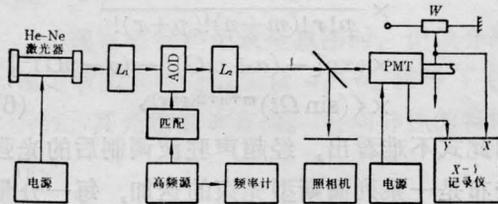
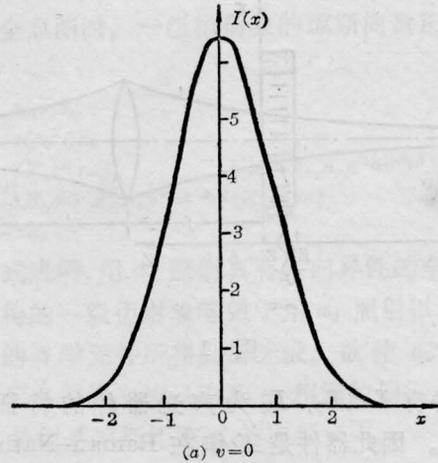
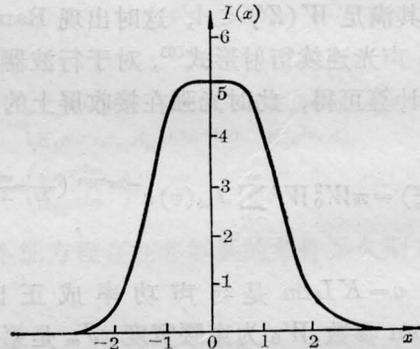


图 3

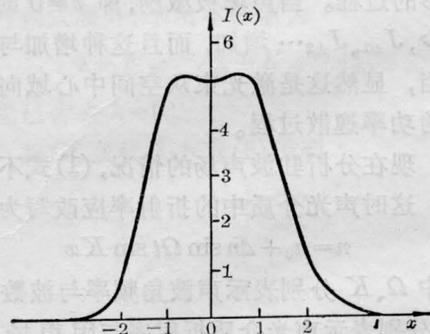
动源驱动形成驻波超声场, 驱动频率由频率计指示(本实验使用频率为 $8 \sim 10$ 兆赫)。变换透镜 L_2 放置位置如图 1 所示。在 ξ 位置上用光电倍增管测量其整形光强的分布。我们自制的扫描装置可以将光电倍增管沿 ξ 方向连续平移, 并将得到的光电信号与扫描信号分别输入 X-Y 函数记录仪的 X、Y 轴, 得



(a) $v=0$



(b) $v \rightarrow 0.4 \text{ 瓦}$



(c) $v \rightarrow 0.5 \text{ 瓦}$

图 4

到光强沿 ξ 方向的分布曲线, 亦即光束的空间轮廓。这种测量方法也沿用于二维情况。图 4 是一组由 X-Y 函数记录仪绘制的光束空间轮廓曲线(复制), 其中 (a) 是未加高频驱动源, 即 $v=0$ 的情况, (b)、(c) 是加入高频驱动源, 驱动功率分别为 0.4 瓦和 0.5 瓦所对应

的情况。可以看到,在驱动功率为0.5瓦时,光强分布中心域基本上整平,即强度分布均匀化。图5给出了在未加驱动源和加驱动源情况下的光斑照片。我们这里使用的数据相当于 $C=0.7$ 的情况,与理论曲线(图2)比较,实验与理论基本相符。将这种一维整形方法推广到二维,一般可以取第二个调制器置于第一个调制器之后,并使二者声场传播方向互相垂直即可。图6就是按这种配置拍照的光斑轮廓照片,由于对两个调制器难以找到同一 f 值(参见图1所示),所以整形后的两维光强分布不是很对称,为此我们将装置中的压缩透镜 L_1 取掉,亦即使 $C \gg 1$ 时观测光斑的两维谱及其远场的“像”;由于 C 值取值过大,所以 Raman-Nath 衍射为离散形式,如图7所示,空间两个方向出现不对称的情况。

从上述实验可以看出,使用驻波声光器

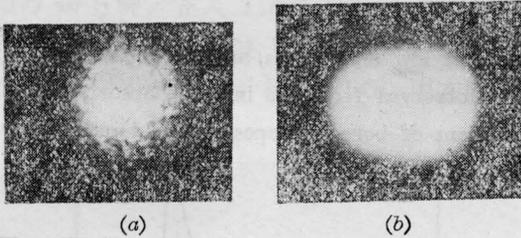


图 5

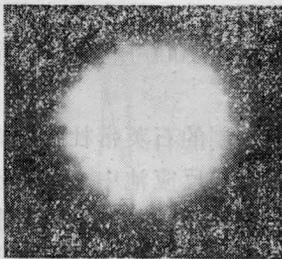


图 6

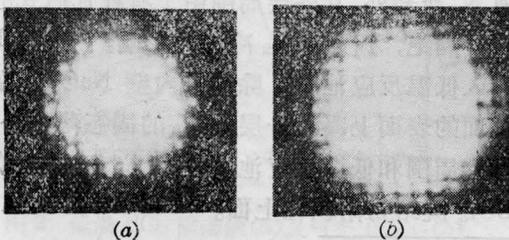


图 7

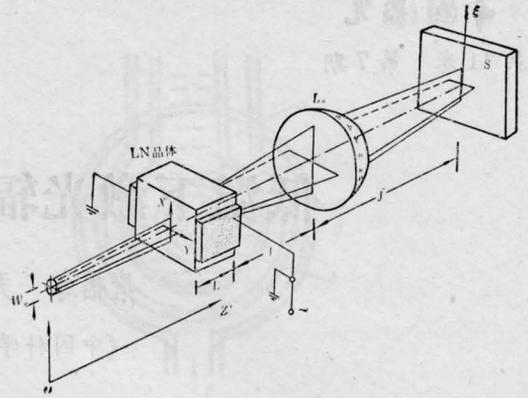


图 8

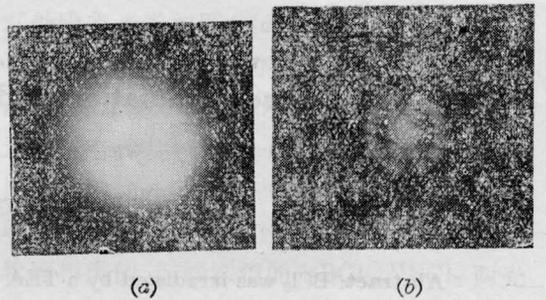


图 9

件进行光束整形,虽然较之行波器件在工艺上简单,然而要对 C 值正确选择,特别是在二维情况下,两个方向都要顾及,这自然对使用造成不便。我们探索用 LN 电光调制器进行高斯激光束轮廓的两维整形。实验装置如图8所示。这里除使用 LN 电光晶体外,其它部件与图1所示情况相同。由于 LN 一类电光晶体在声共振状态下可产生两维相位光栅^[4,7],一个器件起到了两个驻波型声光器件的串接作用,而且由于它较之声光器件加工和使用都简单得多,故更有实际意义。图9是利用这种装置得到的空间整形图照片,其中(b)是取掉压缩透镜之后的衍射谱。我们使用的频率为 ~ 9 兆赫,功率为0.35瓦。不难看出,它与图6所示具有大致相同的分布轮廓。这里需要指出的是,我们使用的 LN 电

(下转第 411 页)

激光器,这种激光器具有一个特点,即在一开始受激时就具有确定的远场图样,随着电流的增加,这些图样基本不变,只是丝间的强度分布略有不同(参看图4)。这类器件同具有明显模式跳动的器件相比,可能更适合于多模光纤通讯、模拟通讯方面的应用。

4. 多丝激光器的成因可能有两个:一是由作用区的不均匀性所引起的。上面提到,在这类器件中,当电流增加时,没有看到模式从低价到高阶的规则变化^[2],在受激以后远场和近场图样是基本不变的。这说明作用区是不均匀的(铝量不均匀或由某些缺陷所引起的不均匀)。由图8(b)可见,光谱的包络线具有两个峰,相距近20埃。这是作用区中铝量不均匀的一个证明。此外,多丝激光器的偏振特性较差,说明作用区内具有较大的吸收,因而在结构上也是不均匀的。二是沟槽两侧附近的N型GaAlAs层太厚(大于0.4微米),漏到作用层外的消失场尾巴在那里达不到衬底,因而激光模仍然可以在那里受激(参看图5(b))。在这种情况下,实际条宽是超过5微米的。沟槽两侧附近N型GaAlAs层变厚,可能是由于在外延时沟槽两侧突起部分的回熔较多所引起的。

5. 单模激光器的偏振特性同质子轰击条形激光器相比似乎有很大的差别。好的质子轰击条形激光器的偏振度 $P_{TE}/P_{TM} > 100$ ^[6];而现在的窄沟槽衬底条形激光器的偏振度 P_{TE}/P_{TM} 仅为7.4。这可能同激光光

斑在平行于PN结方向比质子轰击条形激光器小有关。在这种情况下,TE模在腔面上的反射率可能就不会比TM模的反射率小很多,从而使这种激光器的偏振特性变差。

但是,单模激光器同多丝激光器相比,偏振程度仍然高出一倍(参看图9)。这说明在窄沟槽衬底条形激光器的情况下,偏振特性仍然可以用来判断器件质量的好坏。多丝激光器的偏振程度较小,说明该器件内部有缺陷存在。这同前面的分析是一致的。

本工作所用的窄沟槽衬底条形激光器是由陈如昌、胡衍芝、陈高庭、屠玉珍、顾德英等同志制造的。浅质子轰击条形激光器是由陈高庭、邱荣生、张莲英、张银女等同志制造的。杨姮彩同志曾对本文作过指导,黄国松同志曾协助测量光谱,作者谨在此向这些同志表示衷心感谢。

参 考 文 献

- [1] 单振国;《激光与红外》,1983, No. 2, 9.
- [2] H. C. Casey, Jr. et al.; "Heterostructure Laser", Part B, Academic Press, New York (1978).
- [3] K. Aiki et al.; *Appl. Phys. Lett.*, 1977, **30**, No. 12, 649.
- [4] S. Wang et al.; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1981, **QE-17**, No. 4, 453.
- [5] 吴克林等;《激光与红外》,1978, No. 12, 22.
- [6] 单振国;《通信学报》,1981, No. 1, 26.
- [7] 单振国;《半导体学报》,1983, **4**, No. 3, 265.

(上接第415页)

光晶体是一种普通的电光调制器结构,不是专为光束整形设计的,因此所得实验结果并未达最佳状态。如果使用纵向LN调制晶体结构,而且为了达到有效的声共振状态,对晶体的加工工艺及其尺寸大小作专门设计,则可以断定,光束整形的效果一定会更好。

参 考 文 献

- [1] W. B. Vledkamp; *Opt. Commun.*, 1981, **38**, 381.
- [2] W. H. Lee; *Opt. Commun.*, 1981, **36**, 469.
- [3] Y. Ohtsuka; *Opt. Commun.*, 1981, **39**, 70.
- [4] 董孝义,盛秋琴;《中国激光》,1983, **10**, 97.
- [5] 徐介平;《北京工业大学学报》,1980, No. **2**, 10.
- [6] W. R. Klein, D. Cook; *IEEE Trans. Sonics and Ultrason*, 1967, **Se-14**, 123.
- [7] 董孝义,盛秋琴;《应用激光联刊》,1982, No. **2**, 58.