

# 波导 HCN 激光器输出的 $\text{EH}_{11}$ 模在自由空间中的传播

邓必河 吕惠娟

闻一之

(中国科学院等离子体物理研究所, 合肥 230031)

(中国科学技术大学近代物理系, 合肥 230026)

**提要** 本文讨论了波导 HCN 激光器输出的  $\text{EH}_{11}$  模在自由空间中的传播模式, 并与理论进行了比较。在近场, 光强的分布明显受到激光器结构上不对称性的影响, 其某些特征与 Degnan 的计算相符; 在远场,  $\text{EH}_{11}$  模的传播近似于高斯光束。因此, 对远场激光传播特性的测量是光学系统光路设计的基础。

**关键词** 波导激光器,  $\text{EH}_{11}$  模, 高斯光束, 激光的传播特性

## Propagation of the $\text{EH}_{11}$ mode of waveguide HCN laser in free space

DENG Bihe, LU Huijuan

(Institute of Plasma Physics, Academia Sinica, Hefei 230031)

WENG Yizhi

(Modern Physics Department, University of Science and Technology of China, Hefei 230026)

**Abstract** The propagation pattern of the  $\text{EH}_{11}$  mode of waveguide HCN laser in free space is discussed and compared with the theory. In the near field, the intensity distribution is affected by the structural asymmetry of the laser, with some characteristics consistent with that calculated by Degnan; in the far field, the propagation of  $\text{EH}_{11}$  mode is approximated to the propagation of a Gaussian beam. Hence, the measurement of the laser propagation characteristics in the far field is the basis for the optical design of optical systems.

**Key words** waveguide laser,  $\text{EH}_{11}$  mode, Gaussian beam, propagation characteristics of laser

## 1 引言

1975年, P. Belland<sup>[1]</sup>等研制了第一台连续波 HCN 波导激光器, 并研究了具有最大功率

输出的  $EH_{11}$  模在自由空间中的传播特性,指出其传播模式与 J. J. Degnan<sup>[2]</sup> 的计算不符。其后,鉴于 HCN 激光器及其它波导激光器在高温等离子体诊断中的广泛应用<sup>[3]</sup>,L. Rebuffi 及 J. P. Crenn<sup>[4]</sup> 等人对  $EH_{11}$  模的输出进行了更详细的研究,指出  $EH_{11}$  模输出的远场可近似为传播的高斯光束,其束腰位于激光器的输出窗口处,束腰直径与波导直径之比为 0.421。

我们研制的 HCN 激光器,已成功地应用于测量 KT-5C 托卡马克等离子体电子密度的干涉仪中<sup>[5]</sup>。为设计干涉仪的光路,我们详细研究了 HCN 激光器的  $EH_{11}$  模输出,并与理论进行了比较。本文简要介绍实验安排,分别讨论激光输出的远场及近场特性,并进行简单的讨论。

## 2 实验安排

实验安排如图 1。用电机驱动探测器在径向扫描,即可得到激光输出的径向分布。我们研制的 HCN 激光器为直流辉光放电激励,其波导腔腔长为 2.4 m,一端为平面镜,一端用金属网<sup>[6]</sup>作耦合输出,波导管内径为 50 mm。当工作气体成份为  $N_2 : CH_4 : H_2 = 1 : 2 : 1$  时,波长为  $337 \mu m$  的  $EH_{11}$  模输出功率可大于 30 mW。

$EH_{11}$  模的输出功率最大,且具有线偏振特性,光强的分布最接近高斯分布,因此,应用最广。在以下的讨论中,激光器的输出均为  $EH_{11}$  模。

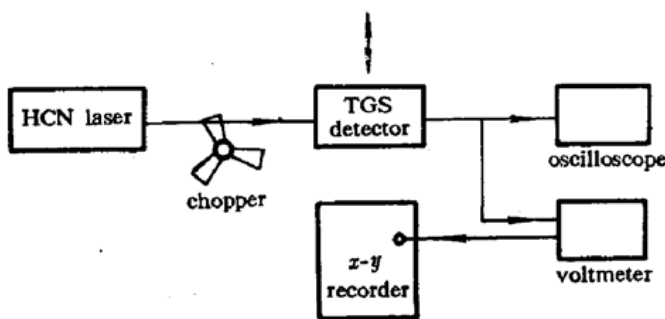


Fig. 1 Experimental arrangement for intensity profile measurements

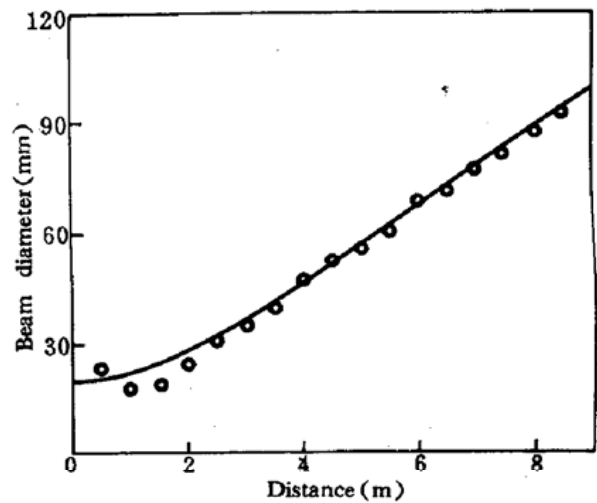


Fig. 2 Beam width at  $1/e$  intensity as a function of distance from the mesh output coupler. The full curve is the best fit of Gaussian propagation to the experimental points, "o" represents the experimental points

## 3 远场传播

在远场,测得光强的分布为很好的高斯分布。我们在离输出网不同的距离处测量了光斑的  $1/e$  宽度,得到一组数据。用高斯光束的传播方程  $d^2 = d_0^2 + [2\lambda(z - z_0)]^2 / (\pi d_0)^2$  对这组数据进行最小二乘拟合,得到  $d_0 = 19.5 \text{ mm}$ ,  $z_0 = 150 \text{ mm}$ 。这里,  $d_0$  为束腰的直径,  $z_0$  为束腰距输出网的距离(图 2),  $d_0$  与波导直径之比为  $d_0/a = 0.39$ 。

根据文献<sup>[4]</sup>的计算,  $z_0 = 0$ ,  $d_0/a = 0.421$ 。这与实验符合得较好。二者的差别将在后面讨论。

## 4 近 场

从距窗口 25 cm 起,我们测量了光强分布随距离的变化(图 3)。从图中可以看到,光强的分布先是由窄变宽。此时,在中心有一突起的尖峰,两边有边瓣,这相当于中心分布外套一环形分布(图 3(a))。随着距离的增大,中心的尖峰演变为凹陷,边瓣的距离逐渐变大,且边瓣的一边逐渐向中心聚拢,最终合而为一;另一边则逐渐远离中心,最终发散掉(图 3(b))。这一变化过程很快,所以很难确知中心的峰是如何演变为凹陷的。此外,边瓣演化的不对称性很可能是激光器本身结构上不对称性引起的。此后,光强的分布逐渐由宽变窄,由中心凹陷到单一的峰分布(图 3(c),(d))。当距离为 1.2 m 时,分布最窄。这一演化趋势与 J. J. Degnan 给出的结果符合得很好(参见[2],图 2)。随着距离的继续增大,光强的分布逐渐演化为高斯光束。当距离为 1.8 m 时,即已得到很好的高斯分布(图 4)。作为对照,图中的“+”代表最接近的高斯分布。

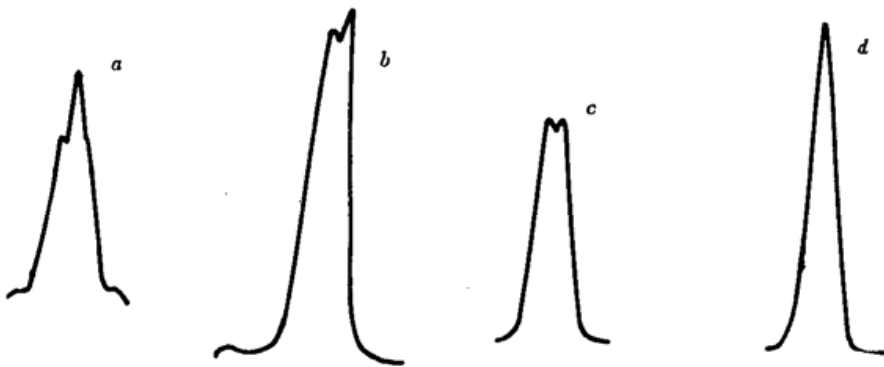


Fig. 3 Intensity profile at some different distances from the mesh output coupler in the near field. The distances are 25 cm, 31 cm, 61 cm and 85 cm respectively

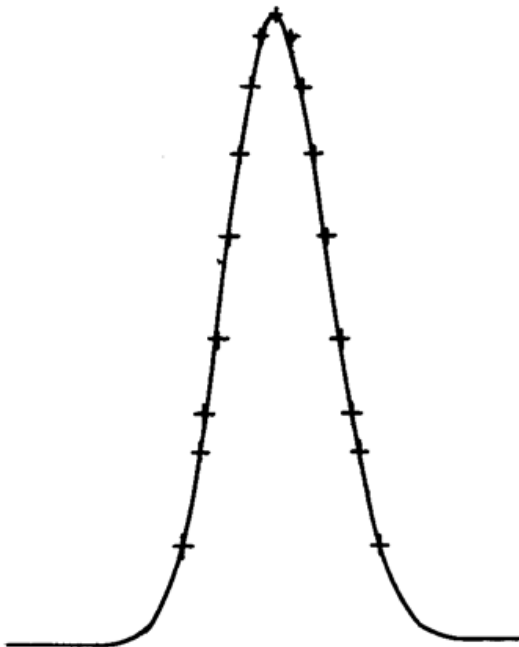


Fig. 4 Intensity profile at 1.8 m from the mesh output coupler

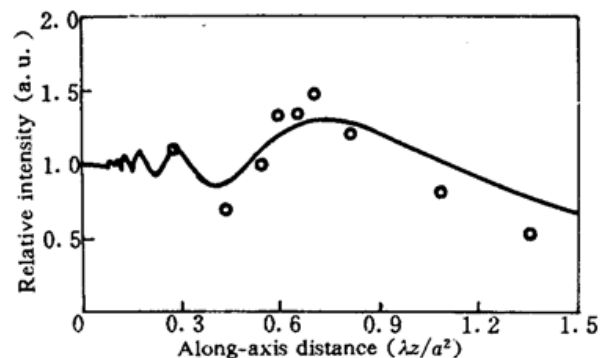


Fig. 5 Theoretical curve of axial intensity vs distance, "o" represents the experimental points

我们还根据文献[4]中的式(12)~(14),计算了光强随轴向距离的变化(图 5)。图中有明显的极大值与极小值,但它们出现的位置与用均匀的平行光照明圆孔时的衍射图形是不同的。此外,后者将出现完全的相消(极小值为 0)和相同的极大值。图中“o”代表实验点,它与理论曲线符合得相当好。

## 5 讨论及结论

在文献[2],[4]中,作者均假定在激光器的输出网处,光强的分布与腔内  $\text{EH}_{10}$  模的分布为零阶贝赛尔分布  $J_0(x)$ ,并根据菲涅耳衍射积分来分析激光的输出特性。在近场与远场,我们的实验结果与理论都符合得较好。

由近场激光分布的演化图形(图 3(a)~(d))中可以看到,激光输出具有不对称性,且有部分激光能量的损耗。当激光器工作一段时间后,输出网上会有棕色的聚合物沉积<sup>[7]</sup>。从换下来的旧网中可以看到沉积物有偏心的圆环结构,其偏心的方向与图 3 一致,并且与激光放电极的方向一致。因此,很可能是激光器的结构造成了激光输出的不对称性(近场)和激光能量的损耗。

在文献[4]的分析中,没有考虑激光能量的损耗,且事先假定近似高斯光束的束腰位于输出网处。这实际上是一种理想情况。在前面,我们用实验方法定出了远场近似高斯光束的  $d_0$  和  $z_0$ ,它们与理论值的微小差别是可以理解的。

本文观察到的近场输出模式与文献[1]不同。在文献[1]中,从距出口 50 cm 起,光强的分布即是很好的高斯分布。两激光器的差别在于他们的激光器在波导口处有 1 mm 的圆边,且工作气体为  $\text{He}+\text{CH}_4+\text{N}_2$ 。但这似乎不足以造成这么大的差别。

在进行光学系统如干涉仪的光路设计时,我们一般利用高斯光束的传播方程  $d^2 = d_0^2 + [2\lambda(z - z_0)]^2 / (\pi d_0)^2$  来计算系统不同位置的光斑大小,从而确定各光学部件如反射镜、透镜等的尺寸<sup>[3]</sup>。若  $d_0$  与  $z_0$  不能真实地反映实际光束的传播性质,则有可能使所用的反射镜太小,而造成激光能量在传输过程中不必要的损耗。各具体的激光器,其输出特性不尽相同<sup>[1]</sup>。所以,事先对激光输出特性的具体测量是必要的。

## 参 考 文 献

- 1 P. Belland, D. Véron *et al.*, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **8**, 2113(1975)
- 2 John J. Degnan, *Appl. Opt.*, **12**(5), 1026(1973)
- 3 D. Véron, K. J. Button (ed). *Infrared and Millimeter Waves*, **2**, Academic Press, New York, 1979, 69
- 4 L. Rebuffi, J. P. Crenn, *Int. J. Infrared & Millimeter Waves*, **10**(3), 291(1989)
- 5 邓必河 *et al.*, *核聚变与等离子体物理*, **12**(4), 248(1992)
- 6 R. Uerich, *Infrared Phys.*, **7**(1), 37(1967)
- 7 P. Belland, D. Véron, *Opt. Commun.*, **9**(2), 146(1973)