

激光传输中微毛细管壁上的光强

钟方川 邓 健 陆全明 张正泉 徐至展

(中国科学院上海光学精密机械研究所强光光学开放研究实验室, 上海 201800)

摘 要 用轨迹追踪法计算了平行和锥形毛细管内壁上的光强分布。发现管壁上的光强随距离阶跃式地快速衰减。相同聚焦透镜下, 细管的光强衰减比粗管快; 大锥角比小锥角衰减快。随着聚焦透镜的 F 数的增加, 光强衰减变慢, 平均光强增加。

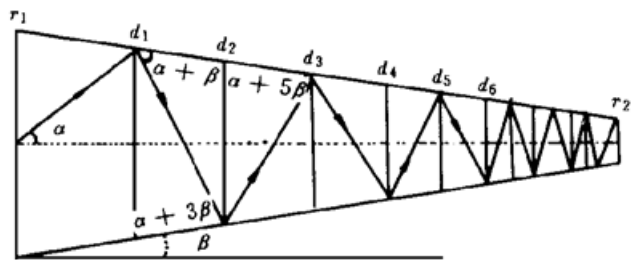
关键词 毛细管, 光强, 轨迹追踪。

1 引 言

许多年来中空的平行或锥形的微毛细管广泛地被用于 X 射线的准直和聚焦、强激光的传输、毛细管放电 X 射线源及 X 射线激光研究^[1-5]。最近人们开展了用激光辐射毛细管内壁进行 X 射线激光的研究^[6, 7]。激光在毛细管内壁上的光强分布决定了毛细管内作为 X 射线增益介质的等离子体最初状态。因此有必要对激光在毛细管内传输时在其内壁上的光强分布进行分析, 以判断管内能否产生等离子体并估算等离子体的参数, 如密度、温度等。为此本文用轨迹追踪法分析计算了锥形和平行毛细管内壁的光强分布。

2 模 型

考虑长度为 L , 两端端口半径分别为 r_1 、 r_2 的锥形管, 其锥角为 β [$\tan \beta = (r_1 - r_2)/L$]。激光束经聚焦后焦点落在毛细管端口的轴心上, 如图 1 所示。出射度为 α 的光线在毛细管内第 1 次、第 2 次、……第 m 次反射时管壁的半径分别为 d_1 、 d_2 、…… d_m , 相应距端口的距离为 z_1 、 z_2 、…… z_m 。则由图 1 有:



$$d_1 = r_1 \tan \alpha / (\tan \alpha + \tan \beta) \tag{1}$$

$$d_2 = d_1 \frac{\tan (\alpha + 2\beta) - \tan \beta}{\tan (\alpha + 2\beta) + \tan \beta} \tag{2}$$

$$d_m = d_1 \prod_{k=2}^m \frac{\tan [\alpha + 2(k-1)\beta] - \tan \beta}{\tan [\alpha + 2(k-1)\beta] + \tan \beta} \tag{3}$$

Fig. 1 Ray-tracing in the tapered capillary

$$z_m = (r_1 - d_m) \cot \beta$$

对于 $r_1 = r_2$, $\beta = 0$ 时的平行毛细管, 则有:

$$d_1 = d_2 = \dots = d_m = r_1, \tag{5}$$

$$z_1 = r_1 \cot \alpha, \quad z_m = (2m - 1)z_1, \quad m \geq 2 \tag{6}$$

角度为 α 光线直接在毛细管内壁上产生的光强为:

$$I_{\text{direct}} = (P/\pi d_1^2) (z_{\text{min}}/z_1)^2 (d_1/r_1)^2 [\sin(\alpha + \beta)/\cos \alpha] \tag{7}$$

式中 P 为激光的功率, z_{min} , d_{max} 为激光束最先在毛细管内壁反射的位置及其半径, $z_{\text{min}} = \frac{r_1}{\tan \alpha_{\text{max}} + \tan \beta}$, $d_{\text{max}} = \frac{r_1 \tan \alpha_{\text{max}}}{\tan \alpha_{\text{max}} + \tan \beta}$, $\alpha_{\text{max}} = \arctan(1/2F)$ 为光束对毛细管的最大出射角, F 为聚焦透镜的 F 数。 I_{direct} 经 1 次、2 次、 $m - 1$ 次反射后在 z_2 、 z_3 、 \dots 、 z_m 处的壁上产生的光强为:

$$I_{\text{ref}} = I_{\text{direct}} R^{m-1} \left(\frac{z_1}{z_m}\right)^2 \frac{\cos[\alpha + (2m - 1)\beta]}{\cos(\alpha + \beta)}, \quad m \geq 2 \tag{8}$$

式中 R^m 为经过 m 次反射后的损失。由于毛细管的轴对称性, 激光在其壁上的反射等效于非偏振光的反射。根据菲涅耳定理有^[8]:

$$R^m = \frac{1}{2} \left[\prod_{k=1}^m \left| \frac{\tan(\theta_k - \varphi_k)}{\tan(\theta_k + \varphi_k)} \right|^2 + \prod_{k=1}^m \left| \frac{\cos(\theta_k + \varphi_k)}{\cos(\theta_k - \varphi_k)} \right|^2 \right] \tag{9}$$

$\theta_k = \alpha + (2k - 1)\beta$ 为 k 次反射前光线与壁的夹角, $\varphi_k = \arcsin[\cos(\theta_k)/n]$ 为 k 次反射时的折射角, n 为毛细管的折射率。

对于一定位置的管壁, 其上的光强等于光直接照在其上的光强加上反射光产生的光强:

$$I_{\text{tot}} = I_{\text{direct}} + \sum_{k=1}^{m_{\text{max}}} I_{\text{ref}}$$

对应一定位置 z , 最大的反射次数 m_{max} 由 $d(z) = d_{\text{max}} \prod_{k=2}^{m_{\text{max}}} \frac{\tan[\alpha_{\text{max}} + 2(k - 1)\beta] - \tan \beta}{\tan[\alpha_{\text{max}} + 2(k - 1)\beta] + \tan \beta}$ 和 $\theta_{m_{\text{max}}} = \varphi_{m_{\text{max}}} + (2m_{\text{max}} - 1)\beta < 90^\circ$ 决定。式中 $\theta_{m_{\text{max}}}$ 为经 m_{max} 次反射前光线与壁的夹角, $\varphi_{m_{\text{max}}}$ 为对应最大反射次数的光线出射角。

3 计算结果

本文编程对管壁上的光强进行计算。计算时对应一定位置 z , 由(1)式重复循环得到对应各 m 次反射的入射角 α_m , 然后由(3)式算出经 m 次反射后在 z 处产生的光强。对 $I_{\text{direct}}(z)$ 和各 m 次的 $I_{\text{ref}}(z)$ 求和得到 $I_{\text{tot}}(z)$ 。

下面对玻璃微毛细管进行分析, 取其折射率 $n = 1.5$ 。图 2 是长度为 $L = 2$ cm, 半径 $r = 100 \mu\text{m}$ 的平行管的结果。激光功率为 $P = 1.0 \times 10^{11}$ W (在以下的计算中功率均取此值)。随着距离的增加, 管壁上的光强阶跃式地衰减。造成阶跃的出现, 是由于毛细管内壁对光的反

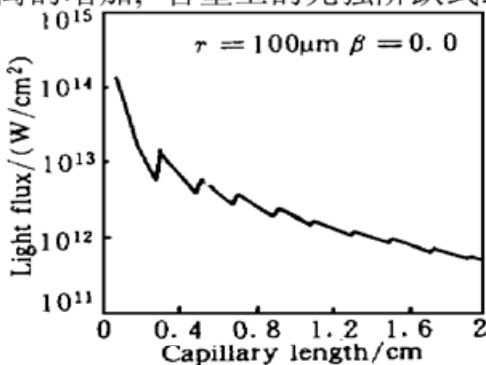


Fig. 2 Light flux on the wall of parallel capillary ($r = 100 \mu\text{m}$)

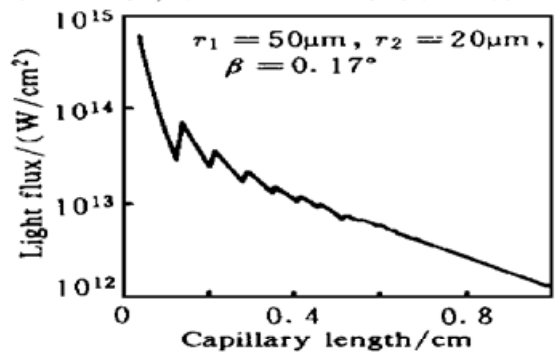


Fig. 3 Light flux on the wall of tapered capillary ($r_1 = 50 \mu\text{m}$, $r_2 = 20 \mu\text{m}$, $\beta = 0.17^\circ$)

射作用。图 3 是 $L = 1 \text{ cm}$, $r_1 = 50 \mu\text{m}$, $r_2 = 20 \mu\text{m}$, 对应 $\beta = 0.17^\circ$ 的锥形管的结果。与平行管相似, 管壁上的光强也阶跃式地衰减。

图 4 给出相同激光功率, 相同聚焦透镜下, 不同半径的毛细管的光强分布变化。可见 $r = 50 \mu\text{m}$ 毛细管在入射口及随后的一定距离内光强比 $r = 100 \mu\text{m}$, $r = 200 \mu\text{m}$ 粗管高, 但其衰减速度比后两者快, 因此约在 1 cm 及 1.4 cm 后 $r = 100 \mu\text{m}$, $200 \mu\text{m}$ 粗管内的光强将超过 $r = 50 \mu\text{m}$ 的细管。 $r = 100 \mu\text{m}$ 的管子相对 $r = 200 \mu\text{m}$ 的也具有相同的规律, 即细管比粗管光强衰减快, 但在激光入射口附近细管的光强比粗管高。这是由于在细管内反射次数增多, 造成激光能量损失, 从而使光强衰减加快。

图 5 在相同激光功率和聚焦透镜下, 锥角对光强分布的影响。可见随着锥角的增大, 光强衰减变快。随着 β 的增加, 光强先是较平行管略有增加。但当距离增大时, 锥形管上的光强比平行管低。出射角相同的光线与管壁的夹角在锥形下比平行管大, 从而使光在壁上直接产生的光强锥形管比平行管高。也由于在锥形管下光线与管壁的夹角大, 并随反射次数的增多不断增大, 使反射系数不断下降, 光能损失增大, 因此由反射造成的光强比平行管下降快。所以在距离小、反射次数不是很高时, 锥型管内壁的光强比平行管略高; 但随着距离增加, 反射光强的快速衰减, 使锥形管的光强比平行管低。

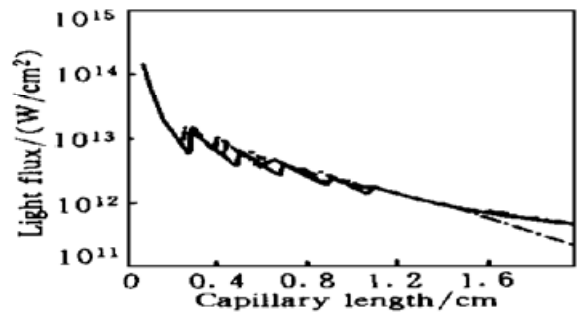
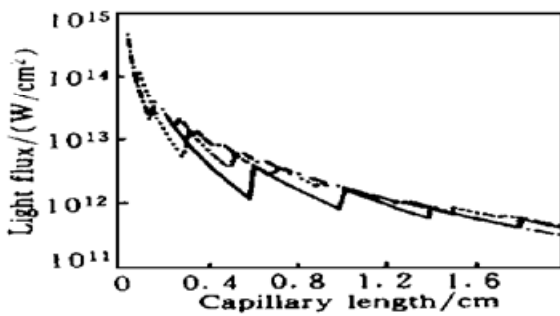


Fig. 4 Light flux on the wall of parallel capillaries with different radii (— $r = 200 \mu\text{m}$; ... $r = 100 \mu\text{m}$; -•- $r = 50 \mu\text{m}$)

Fig. 5 Light flux on the wall of tapered capillaries with different angles (— $r_1 = r_2 = 100 \mu\text{m}$, $\beta = 0^\circ$; ... $r_1 = 100 \mu\text{m}$, $r_2 = 60 \mu\text{m}$, $\beta = 0.114^\circ$; -•- $r_1 = 100 \mu\text{m}$, $r_2 = 20 \mu\text{m}$, $\beta = 0.229^\circ$)

聚焦透镜的 F 数决定了聚焦后光束的发散性, 从而影响激光在毛细管内的传播和光强分布。毛细管在不同 F 数下光强分布如图 6 所示。可见除了入射端附近, 随着距离的增加, 大 F 数的光强比小 F 数大。即随着 F 数的增加, 光强衰减变慢, 平均光强增加。这是由于随着 F 数的增加, 光束的辐射立体角变小, 使 I_{direct} 衰减变慢。同时 F 数的增大, 提高了反射率, I_{ref} 增加, 这样使总的光强衰减变慢。因此从 X 射线激光角度, 宜采用高 F 数的透镜来打靶。

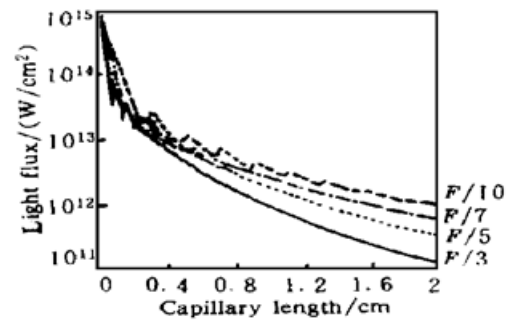


Fig. 6 The variation of light flux on the wall of capillary with F-number

结 语 用轨迹追踪法计算了平行和锥形微毛细管壁

上的光强分布。发现管壁上的光强阶跃式地快速衰减。在相同聚焦透镜下, 随着锥角的增大和管子的变细, 光强衰减变快。随着 F 数的增加, 光强衰减变慢, 平均光强增加。

在分析中本文采用了理想的几何光学方法, 同时忽略了激光光束的时空分布。为了分析

衍射和干涉效应对激光在微毛细管中传输的影响, 则需从激光在微毛细管内的时空分布变化的波动光学出发, 进一步分析, 用现在的结果可以预言光强的平均包络分布。

参 考 文 献

- [1] O. B. Anan' in, Yu. A. Bykovskii, A. K. Zver'kov *et al.*, Collimation of soft-X-ray radiation. *Sov. J. Quant. Electron.*, 1987, **17**(3) : 383~ 384
- [2] D. J. Thiel, D. H. Bilderback, Aaron Lewis *et al.*, Guiding and concentrating hard X-rays by using a flexible hollow-core tapered glass fiber. *Appl. Opt.*, 1992, **31**(7) : 987~ 992
- [3] S. Jackel, R. Burris, J. Gran *et al.*, Channeling of terawatt laser pulses by use of hollow waveguides. *Opt. Lett.*, 1995, **20**(10) : 1086~ 1088
- [4] P. Bogen, H. Conrads, G. Gatti *et al.*, Continuum radiation source of high intensity. *J. Opt. Soc. Am.*, 1968, **58**(2) : 203~ 206
- [5] J. J. Rocca, V. N. Shlyaptsev, F. G. Tomasel *et al.*, Demonstration fo discharge pumping table-top soft-x-ray laser. *Phys. Rev. Lett.*, 1994, **73**(16) : 2192~ 2195
- [6] Zunqi Lin, Wenyan Yu, Weihan Tan *et al.*, A new target configuration producing effective population inversion at energy levels of Mg X1 1s3p and 1s4p. *Opt. Commun.*, 1988, **65**(6) : 445~ 451
- [7] D. V. Korobkin, C. H. Nam, S. Suckewer, Demonstration of soft X-ray lasing to ground state in LiI-II. *Phys. Rev. Lett.*, 1996, **77**(26) : 5206~ 5209
- [8] 赵凯华, 钟锡华, 光学. 北京: 北京大学出版社, 1984. 245~ 251

Light Flux on the Capillary Wall While Guiding a Laser

Zhong Fangchuan Deng Jian Lu Quanmin

Zhang Zhenquan Xu zhizhan

(Laboratory for High Intensity Optics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics,
The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

(Received 7 August 1997; revised 14 October 1997)

Abstract The light flux on the capillary wall while guiding a laser is simulated in ray tracing method. Calculated results indicate that the light flux on the capillary wall attenuated jumpily along its axis. In the same focus system, the flux decreased more rapidly when the radius of capillary is smaller and the taper angle is larger. The light flux reduced more slowly when the F number of the focus len is larger, and the average flux is increased.

Key words microcapillary, light flux, ray tracing.