

文章编号: 1001-3806(2003)02-0122-02

柱状等离子体侧漏光线对光强分布的影响*

张新陆^{1,2} 王 骥¹ 程元丽¹

(¹ 哈尔滨工业大学可调谐激光技术国家级重点实验室, 哈尔滨, 150001)

(² 哈尔滨工程大学物理系, 哈尔滨, 150001)

摘要: 在几何光学的近似下, 通过简化模型研究了毛细管放电 X 射线在柱状等离子体柱中的传播与增益过程, 给出了径向电子密度抛物线近似下由等离子体侧面泄露的 X 射线的输出光强随偏转角的变化关系, 并分析了它对光强分布及激光束形的影响。

关键词: X 射线激光; 几何光学; 等离子体; 传播; 增益

中图分类号: TN241 文献标识码: A

Effect of rays leaked from cylindrical plasmas on light strength distribution

Zhang Xinlu^{1,2}, Wang Qi¹, Cheng Yuanli¹

(¹ National Key Laboratory of Tunable Laser Technology, Harbin Institute of Technology, Harbin, 150001)

(² Department of Physics, Harbin Engineering University, Harbin, 150001)

Abstract: Based on a simplified model of gain region, the propagation and amplification of capillary discharge X ray within the cylindrical plasma with parabolic electron density profile are studied with the geometrical optics approximation. The change relation of light intensity of X-ray leaked from plasmas side is given. At the same time, we analyse the effect of ray on intensity distribution and beam figure.

Key words: X ray laser; geometrical optics; plasma propagation; gain

引 言

自 80 年代 Rocca 提出毛细管放电泵浦软 X 射线以来, 毛细管放电 X 光激光的研究在实验上取得了很大的进展, Rocca 等人利用毛细管放电氙气已获得了类氙 $J=0 \sim 1$ 跃迁的 X 光激光饱和输出^[1,2]。而对于自发辐射的 X 射线, 只有当它沿着适当条件的圆柱状等离子体增益区传播时才能获得放大。由于柱状等离子体内径向存在电子密度梯度, 使 X 射线产生折射, 偏离出 X 射线的增益区, 缩短了 X 射线在等离子体内的增益长度, 限制了放大。对于毛细管快放电激励的 X 射线激光, 由于等离子体在箍缩过程中必然要沿径向产生电子密度梯度, 因而也就必然产生折射效应。为了得到高性能的 X 射线激光, 对由等离子体柱侧面出射且对光强分布有较大影响的光线进行研究是十分必要的。

1 增益区模型和 X 射线光路方程

对毛细管快放电激励的 X 射线激光, 采用以下增益区模型: 等离子体增益区为以 z 轴为对称轴的圆柱体, 电子密度集中于绕 z 轴半径为 a 的圆柱体内 ($a \ll L$)。密度沿径向发生变化, 而 X 射线激光沿 z 方向放大。在 z 方向所有性质是不变的。

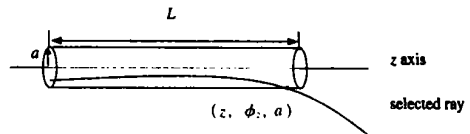


Fig. 1 A typical X-ray trajectory within the cylindrical plasma column

如图 1 所示, 选定光线与等离子体柱侧面的交点坐标为 (z, ϕ_2, a) 。通过对文献[3]的分析, 当毛细管内所充氙气约为 88 Pa 时, 电子径向密度近似抛物线分布:

$$n(r) = n_0 [1 - (r/a)^2] \quad (1)$$

式中, n_0 为增益区最大电子密度, a 为圆柱状增益区的半径。采用射线方程来描述 X 射线的传播, 射线方程为^[4]:

$$\frac{d}{ds} \left(n \frac{dr}{ds} \right) = \nabla n \quad (2)$$

式中, ds 是沿光传播方向的路径微分, r 为射线位

* 国家自然科学基金重点课题基金资助项目。

作者简介: 张新陆, 男, 1972 年 4 月出生。硕士, 讲师。主要从事短波长激光研究。

收稿日期: 2001-10-29; 收到修改稿日期: 2002-01-22

矢, η 是等离子体的折射系数, 一般在等离子体中其表达式为^[4]:

$$\eta = (1 - n_c/n_e)^{1/2} \quad (3)$$

式中, n_c 是等离子体的临界电子密度, $n_c = \pi m_e c^2 / e^2 \lambda^2$, n_e 为等离子体的电子密度, m_e 为电子的有效质量, c 为光速, λ 为 X 射线的衍射波长。

对长等离子体柱而言, 除了近 z 轴且几乎沿 z 轴方向传播的最优射线可以从等离子体柱出射端面或近出射端面的侧面射出被探测系统接收外, 其它射线几乎都从等离子体柱侧面偏折出去, 对接收到的光强几乎没有贡献。因此, 对长等离子体柱可将 (2) 式简化为:

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = \frac{d}{dr} \ln(\eta) \quad (4)$$

由于 $n_0 \ll n_c$, $\eta \approx 1$, 则:

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = \frac{n_0 r}{n_e a^2} \quad (5)$$

对上式求解有:

$$r = A \exp\left[\frac{z}{a} \sqrt{\frac{n_0}{n_c}}\right] + B \exp\left[-\frac{z}{a} \sqrt{\frac{n_0}{n_c}}\right] \quad (6)$$

为了确定系数 A, B , 选射线出射点坐标为 (l, r_2, ϕ_2) , 设折射长度为 $L_r = a \sqrt{n_0/n_c}$, 再设 $\phi_r = (n_0/n_c)^{1/2}$, 则折射长度可写为 $L_r = a/\phi_r$ 。这样就可以确定系数 A 和 B :

$$\left. \begin{aligned} A &= \frac{1}{2}(r_2 + \phi_2 L_r) \exp\left[-\frac{l}{L_r}\right] \\ B &= \frac{1}{2}(r_2 - \phi_2 L_r) \exp\left[\frac{l}{L_r}\right] \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

2 由侧面出射的 X 射线光强分布

根据 London 所证, 电子密度径向分布与增益分布一致^[4], 故增益系数为:

$$g = g_0 [1 - (r/a)^2] \quad (8)$$

式中, g_0 为等离子体轴中心的增益系数。将上式代入射线的增益长度积 $G = \int g ds$ 中, 取傍轴近似并利用双曲函数的性质有:

$$G = g_0 l - \frac{g_0 L_r}{2} \left[\frac{r_2^2}{a^2} \left(\frac{L_r}{2l} \operatorname{sh} \frac{2l}{L_r} + 1 \right) - \frac{2r_2 \phi_2}{a \phi_r} \frac{L_r}{2l} \times \left[\operatorname{ch} \frac{2l}{L_r} - 1 \right] + \frac{\phi_2^2}{\phi_r^2} \left(\frac{L_r}{2l} \operatorname{sh} \frac{2l}{L_r} - 1 \right) \right] \quad (9)$$

由于电子密度存在密度梯度, 必然产生侧面射线的泄漏, 离轴特性为折射率在 $r = a$ 处停止增加, 且由于折射率在等离子体外为常数, 从等离子体柱出来的那些射线将保持它们的出射方向不变, 这样, 对相对长的等离子体柱就与轴向形成一个约为 ϕ_r 的角。由于射线是由等离子体柱侧面出射的, 则应有 $r_2 = a$, 于是射线的增益长度积为:

$$G = g_0 \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left[1 - \left(\frac{\phi_2}{\phi_r} \right)^2 \right] \right\} z - \frac{g_0}{8} \left\{ 1 + \frac{\phi_2}{\phi_r} \right\}^2 \times L_r \exp\left[-\frac{2l}{L_r}\right] \left[1 - \exp\left[\frac{2z}{L_r}\right] \right] - \left\{ 1 - \frac{\phi_2}{\phi_r} \right\}^2 L_r \times \exp\left[\frac{2l}{L_r}\right] \left[1 + \exp\left[-\frac{2z}{L_r}\right] \right] \quad (10)$$

因为射线在增益区内经过的路径越长增益越大, 故所选射线为经过较大增益的侧面泄露射线, 当 $z \rightarrow l \gg L_r$ 时有: $\exp(-2l/L_r) [1 - \exp(2z/L_r)] \approx 1$, 且 l 越大越趋近于 -1 ; $1 + \exp(-2z/L_r) \approx 1$, 在上面的近似下, (10) 式可以进一步写为:

$$G \approx g_0 \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left[1 - \left(\frac{\phi_2}{\phi_r} \right)^2 \right] \right\} z - \frac{g_0}{8} \left\{ \left[1 + \frac{\phi_2}{\phi_r} \right]^2 L_r - \frac{(\phi_2 - \phi_r)^2}{2\sigma^2} \right\} \quad (11)$$

式中, $\sigma^2 = (4\phi_r^2/l g_0 L_r) \exp(-2l/L_r)$ 。因此, 从等离子体侧面出射的光线对整个通量的贡献为 $F(\phi_2) = \frac{1}{D^2} \int_0^l I(G) 2\pi a \sin \phi_r dz$, 其中 $I(G) = s(e^G - 1)$ 为每条出射光线的光强, s 为源函数。

又因为 ϕ_r 为 mrad 量级, 因此有 $\sin \phi_r \approx \phi_r$ 。故从侧面出射的光通量为:

$$F(\phi_2) = \frac{1}{D^2} \int_0^l I(G) 2\pi a \phi_r dz = \frac{2\pi s a^2}{L_r} \int_0^l (e^G - 1) dz = \frac{4F_0}{g_0 L_r \{ 2 - [1 - \phi^2] \}} \exp\left\{ g_0 \left[1 - \frac{1}{2}(1 - \phi^2) \right] l - \frac{g_0(1 + \phi^2)L_r}{8} - \frac{\phi_r^2(1 - \phi^2)^2}{2\sigma^2} \right\} \quad (12)$$

式中, $\phi = \phi_2/\phi_r$, $F_0 = \pi s a^2 / D^2$ 。令 $g_0 = 1$, $n_0 = 4.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $\lambda = 46.9 \text{ nm}$ 。则: $\phi_r = 3 \text{ mrad}$, $L_r = 5 \text{ cm}$, 由 (12) 式可以得出光强 I 随偏转角的变化, 如图 2 所示。

由图 2 可以看出, 当等离子体柱较短时, 从侧面出射的射线较少, 因此, 对接收光强的影响较小。此时从

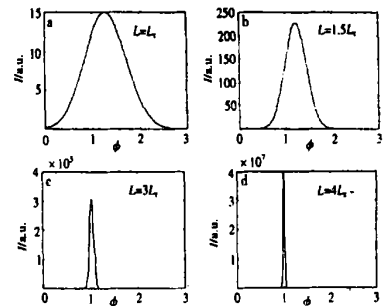


Fig. 2 The angular distribution of intensity

等离子体柱出射端面出射的射线占优, 光束束形为中心具有明显的波瓣。随着等离子体柱的加长, 从等离子体柱侧面出射的射线占优, 在显著放大的放电参数范围里, 光束花纹常常出现两个离轴旁瓣, 这

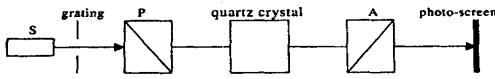


Fig. 2 Measuring installation

如图 2 所示,其中光源 S 采用波长为 632.8nm 的 He-Ne 激光;P 为起偏镜;A 为检偏镜,放在一可绕光线轴连续旋转的且带有刻度及微调的旋转支架上,支架的角度可读精度为 $1'$;待测石英晶体放在起偏镜 P 及检偏镜 A 之间的平台上。

(2) 测量方法

首先,将起偏镜和检偏镜置于光路中,使光正入射两棱镜。将检偏镜支架上的刻度调为 0,以此作为测量时的基准刻度,调整起偏镜使光屏上的光点消失。其次,将待测石英晶体放在起偏镜、检偏镜之间的平台上,使光正入射于通光端面。放入石英晶体后,光屏上又出现了光点。旋转检偏镜使光屏上的光点消失,记下此时检偏镜旋转支架跟踪的角度,此角度即为线偏振光通过石英晶体后电矢量的振动方向转过的角度 ϕ 。

对于波长为 632.8nm 的氦氖激光,其石英晶体的旋光系数为: $\alpha = 18.693^\circ/\text{mm}$ 。

将石英晶体旋光系数 α 与测量所得到的线偏振光通过石英晶体后电矢量的振动方向转过的角度 ϕ 代入(4)式,即可得到待测石英晶体光轴方向的厚度。

对 5 只不同厚度的石英晶体进行了测量,其测量结果列于表 1。

Table 1 Measurement results of the thickness along the quartz crystal axis

quartz crystal	the optical rotation $\phi/(\circ)$	thickness of crystal d/mm
1	370.925	19.843
2	172.910	9.250
3	87.502	4.681
4	267.497	14.310
5	267.497	14.310

3 讨论

$$\Delta d = \Delta \phi / \alpha \quad (6)$$

测试的厚度误差为: 实验中的旋转角度误差主要在于眼睛的读出误差和对消光时的最小光点的判断误差。后者是由于激光光束并不是绝对的平行光束,故存在着锥光干涉现象,所以并不能完全消光,因而消光时判断最小光点会存在一定的判断误差。经多次验证,旋转角度的读出误差和判断误差均为 $1'$ 。由此计算的器件厚度的最大测试误差为 0.0002mm。

经过以上的测量计算和分析可知:利用石英晶体的旋光性进行石英晶体光轴方向厚度的光学测量,不仅不会损伤石英晶体的光学表面,且具有较高的测量精度。可见这是一种简便可行且很有实用价值的精确测量石英晶体光轴方向厚度的光学方法。

参 考 文 献

- [1] 龙槐生,张仲先,谈恒英.光的偏振及其应用.1版,北京:机械工业出版社,1989:260.
- [2] 李国华.光学.1版,济南:山东教育出版社,1990:428.

(上接第 123 页)

恰恰是折射形成的。并且对于长等离子体柱而言,两个离轴边瓣的角分离为 2ϕ 。

3 结 论

讨论了毛细管放电软 X 射线在圆柱状等离子体中传播与放大的特性,并给出了由等离子体侧面出射光强分布的解析表达式,从表达式可以看出,当等离子体柱增长时,由等离子体柱侧面出射的光线增多,因此,边瓣越明显。当侧漏光线超过由出射端

面出射的光线时,光束束形为环状。代入实验参数,所得结果与 Rocca 小组所得实验结果吻合得相当好,从而验证了理论的合理性,对指导将要进行的实验有着重要的意义。

参 考 文 献

- [1] Rocca J J, Marconi M C, Chilla J L A. IEEE Selected Topics in Quantum Electronics, 1995, 1(3): 945~ 948.
- [2] Rocca J J, Clark D P, Chilla J L A. Phys Rev Letts, 1996, 77(8): 1476~ 1479.
- [3] Moreno C H, Marconi M C, Shlyaptsev V N. Phys Rev A, 1998, 58: 1509~ 1514.
- [4] London R A. Phys Fluids, 1988, 31(1): 184~ 191.