

文章编号: 1001-3806(2002)05-0392-02

毛细管放电软 X 射线激光传播的解析研究*

张新陆 王 骐 程元丽

(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)

摘要: 对于电子密度和增益为抛物线分布的等离子体, 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, 并给出了抛物线近似下 X 射线激光的输出光强随偏转角的变化关系及偏离轴向的折射角和折射长度。

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: TN248.2 文献标识码: A

Theoretical study on propagation of X-ray laser under parabolic approximation

Zhang Xinlu, Wang Qi, Cheng Yuanli

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

Abstract: According to the plasma whose electron density and gain is distributed as paraboloid, the propagation and amplification of capillary discharge X ray within the cylindrical plasma are studied with the geometrical optics approximation by using a simplified model of gain region. Under the parabolic approximation, the relationship between the output intensity and deflection angle as well as the angle and length of refraction are given.

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

引 言

近年来, 实验室毛细管放电 X 光激光取得了很大的进展, Rocca 等人利用毛细管放电氙气已获得了类氙 J= 0-1 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增益放大。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, 限制了增益放大。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, 有必要对 X 射线激光在等离子体中的传播与放大规律进行研究。

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, 电子密度聚中于绕 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。

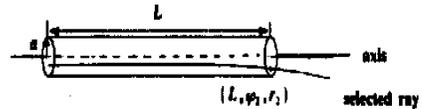


Fig. 1 A typical X ray trajectory within the cylindrical plasma column

如图 1 所示, 选定光线与出射端面的交点坐标为 (L, φ_2, r_2) 。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]:

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

式中, ds 是沿光传播方向的路径微分, \vec{r} 为射线位矢, 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]:

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

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。

* 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 年出生。讲师, 硕士。主要从事短波长激光与非线性光学技术及其应用研究。

收稿日期: 2001-08-13; 收到修改稿日期: 2001-10-11

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 $n_0 \ll n_c, \eta \approx 1$, 对上式求解有:

$$r = A \exp\left[\frac{z}{a} \sqrt{\frac{n_0}{n_c}}\right] + B \exp\left[-\frac{z}{a} \sqrt{\frac{n_0}{n_c}}\right] \quad (5)$$

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 $L_r = a \sqrt{n_c/n_0}$, 再设 $\varphi_r = (n_0/n_c)^{1/2}$, 则折射长度可写为 $L_r = a/\varphi_r$ 。这样就可以确定系数 A 和 B :

$$\begin{aligned} A &= (r_2 + \varphi_2 L_r) \exp(-l/L_r)/2 \\ B &= (r_2 - \varphi_2 L_r) \exp(l/L_r)/2 \end{aligned} \quad (6)$$

2 出射端面光强的分布

X 射线激光光束从等离子体增益区出射,光强随偏转角的关系可以通过对出射端面积分得到:

$$F(\varphi_2) = \frac{2\pi}{D^2} \int_0^a I(r_2, \varphi_2) r_2 \cos \varphi_2 dr_2 \quad (7)$$

式中, D 为出射端面到探测系统的距离。在连续折射的介质中,每条射线的光强由下述方程决定:

$$d(I/\eta^2)/ds = g(I + s)/\eta^2 \quad (8)$$

$$g = c^2 A_{21}/(8\pi V^2) n_u(1 - h_u n_l/h_l n_u) \Psi(\nu) \quad (9)$$

$$s = (2h\nu^3/c^2)/(1 - h_u n_l/h_l n_u) \quad (10)$$

式中, A_{21} 为爱因斯坦跃迁系数, h_u, h_l, n_u, n_l 分别为能级 u, l 的统计权重和粒子数, $\Psi(\nu)$ 为频率的线形函数。假设 s/η^2 为常量,解(8)式有:

$$I(G) = s(e^G - 1) \quad (11)$$

式中, $G = \int g ds$ 为最优射线的增益长度积。

根据 London 所证,电子密度径向分布与增益分布一致^[4],故有: $g = g_0[1 - (r/a)^2]$ (12)

将上式代入 $G = \int g ds$ 中,利用双曲函数的性质并取傍轴近似有:

$$G = g_0 l - \frac{g_0 L_r}{2} \left[\frac{r_2^2}{a^2} \left(\frac{L_r}{2l} \operatorname{sh} \frac{2l}{L_r} + 1 \right) - \frac{2r_2}{a} \frac{\varphi_2}{\varphi_r} \frac{L_r}{2l} \times \left[\operatorname{ch} \frac{2l}{L_r} - 1 \right] + \frac{\varphi_2^2}{\varphi_r^2} \left(\frac{L_r}{2l} \operatorname{sh} \frac{2l}{L_r} - 1 \right) \right]$$

不妨令 $r = r_2/a, \varphi = \varphi_2/\varphi_r$, 则上式简化为:

$$G = g_0 l - p^2(r - b)^2 -$$

$$g_0 L_r \varphi^2 \frac{\operatorname{sh}^2(l/L_r) - (l/L_r)^2}{\operatorname{sh}(2l/L_r) + 2l/L_r} \quad (13)$$

$$\text{式中, } p^2 = \frac{g_0 L_r}{4} \left[\operatorname{sh} \frac{2l}{L_r} + \frac{2l}{L_r} \right], b = \frac{\varphi \left[\operatorname{ch} \frac{2l}{L_r} - 1 \right]}{\operatorname{sh} \frac{2l}{L_r} + 2l/L_r}$$

再令 $e_0 = \exp(g_0 l)$,

$$e^\varphi = \exp\left[-\frac{g_0 L_r \varphi^2 \left[\operatorname{sh}^2 \frac{l}{L_r} - \frac{l^2}{L_r^2} \right]}{\operatorname{sh}(2l/L_r) + 2l/L_r}\right], y = r - b$$

这样则可将(11)式写为:

$$I(G) = s[e_0 e^\varphi \exp(-p^2 y^2) - 1] \quad (14)$$

将(14)式代入(7)式中,考虑到增益区的几何对称性,并对 r_2 积分,可求得到出射端面的光强随角度 φ_2 的变化关系:

$$F(\varphi_2) = \frac{2\pi s}{D^2} \int_0^a [e_0 e^\varphi \exp(-p^2 y^2) - 1] \times \cos \varphi_2 r_2 dr_2 \quad (15)$$

考虑到光强随 r_2 的变化是高斯分布,则对于 r_2 的积分,当积分上限稍大于 a 时光强迅速趋于 0。为了数学处理方便 r_2 的积分限可近似地认为从 0 到 $+\infty$ 。

通过以上数学处理则有:

$$F(\varphi_2) = \frac{2\pi s a^2}{D^2} \left[e_0 e^\varphi \frac{2}{g_0 L_r} \frac{1}{\operatorname{sh} \frac{2l}{L_r} + \frac{2l}{L_r}} - \frac{1}{2} \right] \cos \varphi_2 = \frac{2\pi s a^2}{D^2} \left\{ \exp(g_0 l) \exp\left[-\frac{g_0 L_r \varphi^2 \left[\operatorname{sh}^2 \frac{l}{L_r} - \frac{l^2}{L_r^2} \right]}{\operatorname{sh} \frac{2l}{L_r} + \frac{2l}{L_r}}\right] \times \frac{2}{g_0 L_r} \frac{1}{\operatorname{sh} \frac{2l}{L_r} + \frac{2l}{L_r}} - \frac{1}{2} \right\} \cos \varphi_2 \quad (16)$$

因为 $\varphi_2 \ll 1$, 这样 $\cos \varphi_2 \rightarrow 1$ 。又由双曲函数的性质可知:当 $2l/L_r > 0$ 时,幂指数上的双曲函数因

子的变化范围为: $0 < \frac{\operatorname{sh}^2 \frac{l}{L_r} - \frac{l^2}{L_r^2}}{\operatorname{sh} \frac{2l}{L_r} + \frac{2l}{L_r}} < \frac{1}{2}$, 且 $\frac{l}{L_r}$ 越大时

越趋近于 $\frac{1}{2}$, 而当 $l \geq L_r$ 时有: $\operatorname{sh} \frac{2l}{L_r} + \frac{2l}{L_r} = \frac{1}{2} \times$

$$\exp \frac{2l}{L_r} \left[1 - \exp\left[-\frac{4l}{L_r}\right] + \frac{4l}{L_r} \exp\left[-\frac{2l}{L_r}\right] \right]$$

上式中括号内式子的值在 1.0~1.5 之间,且考虑到(16)式第 1 项远大于 1/2,则(16)式化简为:

$$F(\varphi_2) \approx \frac{8\pi s a^2}{g_0 L_r D^2} \exp\left[\left(g_0 - \frac{2}{L_r}\right) l - \frac{g_0 L_r}{2} \varphi^2\right] \quad (17)$$

(下转 397 页)

更强的脉冲。利用这种装置, BEFWM 相对于泵浦 2 的转换效率达到 30%, 而整个功率转换效率达到 5%, 脉冲压缩率超过 10。将探测光束向上 Brillouin 频移, BEFWM 产生的输出信号恢复原激光器频率。实验得到相对泵光 Stokes 频移的入射激光脉冲与输出信号之间由 50ns 到 3ns 的脉冲压缩与 30% 的功率转换效率。

Bowers 等人^[10]提出可以利用 BEFWM 进行矢量相位共轭以校正波前相差与偏振相差。他们采用了一种新的 BEFWM 几何装置, 实验结果表明, 在消偏振中整个输出能量的减少损失从 50% 减小到小于 2%。此系统可以应用于将多输出光束合并成一个相干光束而不需要任何单向性的装置。实验还提出了一些不同的方式来改变耦合于系统之外的返回能量。运行这些系统, 10Hz 输出能量大于 5J, 是衍射极限性能的 1.5 倍。

BEFWM 相位共轭器还可用于锁模技术。Bowers 等人^[11]的研究指出 BEFWM 相位共轭系统可以精确控制几束共轭光之间的相对相位。他们提出 3 种装置, 两种双池结构和一种单池结构。通过实验研究, 他们发现, 对于应用高功率激光, 单池结构的性能和其它结构一样, 甚至更好。

3 结 论

在布里渊激活介质中, 当一束布里渊频移的信号光与两束反向传播的泵浦光相互作用时, 会发生布里渊增强四波混频。相对于泵光, 信号光可以是反斯托克斯频移(也就是上移)或者是斯托克斯频移(下移)的, 当泵光光强超过某个临界值时, 共轭光强将近似指数增长。

因为相位匹配, 声子场更有效地将强泵光散射到斯托克斯光, 而不是将弱泵光散射到反斯托克斯光。假如一束反斯托克斯信号光产生斯托克斯频移

的共轭光, 那么就得到共轭光的最大值, 相反, 使用斯托克斯信号光就会得到最小值。

BEFWM 的相位共轭特性可以改善激光光束质量, 应用前景十分广阔。它可用于校正系统像差, 产生高反射率、高分辨率的短脉冲优质相位共轭像^[12]。BEFWM 效应还可以补偿多模光纤中的相位畸变和消偏振, 以获得高的相位保真度^[13]。其相干拍频驱动声子场, 能提高 SBS 相位共轭保真度稳定性^[14]。近年来, 人们又研究利用 BEFWM 获得矢量相位共轭及相位锁定, 运用此技术进行光学组束, 可获得高保真光束^[15]。

总之, 只要有合适的(也即强度, 相干性)源以及合适的介质, 任何波长都可以应用此技术。这意味着在 UV、可见、中红外波段, 均可实现 BEFWM。在 10 μ m 波段, 虽然没有合适的布里渊激活介质, 但是仍然可以通过把一个近红外 BEFWM 与一个参量频率转换器结合应用该技术。

参 考 文 献

- [1] Bespalov V I, Matveev A Z, Pasmanik G A. Radiophys and Quantum Electron, 1987, 29: 818~ 830.
- [2] Scott A M, Ridley K D. IEEE J Q E, 1989, 25: 438~ 459.
- [3] Scott A M, Waggott P. IEEE J Q E, 1990, 26: 631~ 632.
- [4] Holmes R E. IEEE J Q E, 1990, 26: 1980~ 1989.
- [5] Chio B I, Nam C H. Appl Phys, 1999, B69(1): 450~ 453.
- [6] 敖发良, 黄红刚, 李思敏. 桂林电子工业学院学报, 1999, 19(1): 12~ 15.
- [7] Scott A M, Hazell M S. IEEE J Q E, 1986, QE22: 1248~ 1257.
- [8] Yung-Sheng K, Yir-Chue F. Opt Commun, 1993, 97: 228~ 232.
- [9] Chio B I, Jo M S. Opt Commun, 1994, 107: 425~ 431.
- [10] Bowers M W, Boyd R W. Opt Lett, 1997, 22: 360~ 362.
- [11] Bowers M W, Boyd R W. IEEE J Q E, 1998, 34: 634~ 644.
- [12] Taylor F. J Modern Optics, 1997, 44(4): 731~ 738.
- [13] Matthews S C, Rockwell D A. IEEE NLO' 94: 415~ 417.
- [14] 何伟明, 吕志伟, 王 琪 *et al.* 中国激光, 1997, 24(8): 721~ 724.
- [15] Syed K S, Crofts G J. J O S A, 1997, B14: 2067~ 2078.

(上接第 393 页)

从上式可看出只有当 $g_0 L_r > 2$ 时 X 射线才能获得增益, 且出射光强随等离子体长度指数增长。而 g_0 和 L_r 都与毛细管中所充气体的压强有关, 故只有在一定的压强条件下 X 射线才能获得增益。

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, 并给出了出射光强分布的解析表达式, 由解析式得出的光强随等离子体长度指数增长的结论与 Rocca 的实验结果^[5]是一致的,

对指导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. Phy Fluids, 1988, 31(1): 184~ 191.
- [5] Rocca J J, Tosamel F G, Marconi M C. Phys Plasmas, 1995, 2(6): 2547~ 2554.