

文章编号: 1001-3806(2004)06-0655-03

受激旋转喇曼散射对强紫外光光束质量的影响

李廷红¹, 张 彬¹, 蔡邦维¹, 李格宇^{1,2}, 马 驰²

(1. 四川大学 电子信息学院, 成都 610064; 2. 中国工程物理研究院 激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

摘要: 在惯性约束核聚变中, 为了获得最佳的燃料压缩, 到达靶上的光束能量必须均匀, 要求有非常好的光束质量。采用瞬态受激旋转喇曼散射(SRRS)模型, 对强紫外激光束在空气中长程传输过程产生的 SRRS 效应进行了研究。讨论了产生 SRRS 效应的阈值条件, 以及衍射效应和光强热斑对强紫外激光光束质量的影响。研究结果表明, 衍射效应对阈值条件影响较小, 但却使激光光束质量下降, 光强热斑则不仅使 SRRS 效应的阈值降低, 而且还会导致激光光束质量明显变差。

关键词: 受激旋转喇曼散射; 光束质量; 阈值; 衍射效应; 热斑
中图分类号: O437.3 **文献标识码:** A

Effect of stimulated rotational Raman scattering on the beam quality of high-power ultraviolet laser beams

LI Ting-hong¹, ZHANG Bin¹, CAI Bang-wei¹, LI Ge-yu^{1,2}, MA Chi²

(1. College of Electronic Information, Sichuan University, Chengdu 610064, China; 2. Research Center of Laser Fusion, CAEP, Mianyang 621900, China)

Abstract: In the inertial confinement fusion (ICF), to achieve optimum fuel compression, the laser beams must irradiate the target uniformly, requiring excellent beam quality. In this paper, using the modeling of transient stimulated rotational Raman scattering (SRRS), the SRRS of high power ultraviolet laser beams in long air path has been studied. The threshold condition for the SRRS, the effect of diffraction and hot spots on laser beam quality has been analyzed. As a result, the effect of diffraction on threshold is very small, but it makes the beam quality decrease. The hot spots not only decrease the threshold condition but also drop the beam quality.

Key words: stimulated rotational Raman scattering; beam quality; threshold; diffraction effect; hot spots

引 言

在惯性约束核聚变(ICF)中, 为了获得最佳的燃料压缩, 到达靶上的光束能量必须均匀, 这就要求非常好的光束质量。强紫外激光束在空气中长程传输时将产生受激旋转喇曼散射(SRRS)效应^[1,2]。SRRS 效应不但会引起抽运光能量的损失, 而且还将使激光束的光束质量明显变差。对于 ICF 所使用的短脉冲, 有必要采用瞬态受激旋转喇曼散射理论来进行处理^[1~5]。本文中采用描述瞬态 SRRS 的 Maxwell-Bloch-Langevin 方程组, 详细考虑了激光脉冲波形、

介质的非线性极化、抽运光的衰减、斯托克斯光的非线性放大、衍射效应以及喇曼线宽等诸多因素, 通过数值计算模拟, 研究了强紫外激光束在空气中长程传输过程中产生的 SRRS 效应。讨论了 SRRS 效应的阈值条件, 光强热斑对阈值条件的影响, 以及衍射效应、光强热斑以及 SRRS 效应对强紫外激光光束质量的影响。

1 计算模型

采用 Maxwell-Bloch-Langevin 方程来描述强紫外激光在空气中长程传输时所产生的 SRRS 效应。该模型包括了激光脉冲波形、介质的非线性极化、抽运光的衰减、斯托克斯光的非线性放大、抽运光和斯托克斯光的衍射效应, 以及喇曼线宽等诸多因素。描述 SRRS 的 Maxwell-Bloch-Langevin 方程组可表示

$$\text{为}^{[1]}: \quad \nabla_{\perp}^2 + 2ik_p \frac{\partial}{\partial z} E_p(x, y, z, t) =$$

基金项目: 国家高技术八六三计划资助项目 (2002AA845032)

作者简介: 李廷红(1977), 男, 硕士研究生, 主要从事激光物理与激光技术研究。

E-mail: litinghong78@hotmail.com

收稿日期: 2003-11-27; 收到修改稿日期: 2004-01-14

$$- 2k_3 k_p Q_{SRS}(x, y, z, t) E_S(x, y, z, t) \quad (1)$$

$$\left[\nabla_{\perp}^2 + 2ik_s \frac{\partial}{\partial z} \right] E_S(x, y, z, t) =$$

$$- 2k_2 k_s Q_{SRS}^*(x, y, z, t) E_p(x, y, z, t) \quad (2)$$

$$\frac{\partial Q_{SRS}^*(x, y, z, t)}{\partial t} = - \Gamma Q_{SRS}^*(x, y, z, t) +$$

$$ik_1 E_p^*(x, y, z, t) E_S(x, y, z, t) \quad (3)$$

式中, ∇_{\perp}^2 为拉普拉斯算符, 表示激光的衍射效应, E_p 和 E_S 分别为抽运光和斯托克斯光的复振幅, k_p , k_s 是抽运光和斯托克斯光的波数, Q_{SRS} 表示介质极化, Γ 为喇曼线宽, k_1, k_2, k_3 为耦合系数, $k_1 = (\Gamma c g / 4\pi n h \omega_s)^{1/2}$, $k_2 = k_3 = (n h \omega_s / c) k_1$, g 为稳态增益系数, ω_s 为斯托克斯光的圆频率, n 是喇曼“激活”原子数密度, c 为空气中的光速, h 为普朗克常数。

(1) 式~ (3) 式分别描述了抽运光的衰减, 斯托克斯光的放大, 以及介质的非线性极化。可采用有限差分法对(1)式~ (3)式进行数值求解, 具体方法为: (1) 将激光在空气中的传输距离分成许多小区间 Δz ; (2) 对每一个薄片, 将抽运场在空间 z, x 方向和时间 t 上离散化; (3) 通过傅里叶变换把 x 从空域变换到频域; (4) 在频域中使光场传播一个 Δz ; (5) 通过逆傅里叶变换将光场从频域变换到空域, 使用有限差分法求解非线性偏微分方程; (6) 将步骤(5)中得出的解作为初始值, 重复(3)~ (5), 直到计算完整个传输距离。

2 计算结果与分析

采用上述计算模型, 并利用有限差分法对描述 SRRS 的 Maxwell Bloch-Langevin 方程组(1)式~ (3)式进行计算。计算中假设抽运光脉冲在空间上为 20 阶超高斯分布, 在时间上为高斯分布。喇曼激活“原子”数密度 $n = 2.234 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ [6], 其它相关参数与文献[2]中给出的美国罗切斯特大学 OMEGA 装置的参数完全一致, 即喇曼线宽 $\Gamma = 7.52 \times 10^9 \text{ s}$, 稳态增益系数 $g = 6.76 \times 10^{-12} \text{ cm/W}$, 斯托克斯光的圆频率 $\omega_s = 5.3543 \times 10^{15} \text{ Hz}$, 初始的斯托克斯光强度为 0.02 W/cm^2 , 抽运光强度为 $2.2 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$, 抽运光的波长为 $3.511 \times 10^{-5} \text{ cm}$, 斯托克斯光的波长为 $3.5204 \times 10^{-5} \text{ cm}$, 抽运光脉冲半宽度为 $2.5 \times 10^{-10} \text{ s}$, 光束直径为 10 cm 。

图 1 是 $I_{L_0} = 2.2 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$ 抽运光光强随传输距离变化的空间分布图。图 2 是斯托克斯光光强随

传输距离变化的空间分布图。从图 1 和图 2 可以看出, 对于给定的入射抽运光强度, 当传输距离较短时 ($z < 17 \text{ m}$), 抽运光强度基本保持不变, 而斯托克斯光强度几乎为 0。到达阈值条件以后, 随着传输距离的增加, 抽运光强度几乎呈指数衰减, 而斯托克斯光的强度却呈指数形式大幅度增长。进一步分析图 1, 图 2 可知, 即使对于初始抽运光光强分布较均匀的情况, 由于传输过程中衍射效应的存在, 抽运光强分布将出现衍射调制, 一旦达到阈值条件, 斯托克斯光将急剧产生, 剩余抽运光和产生的斯托克斯光的光束质量在传输过程中均会明显变差, 能量分布变得不均匀。

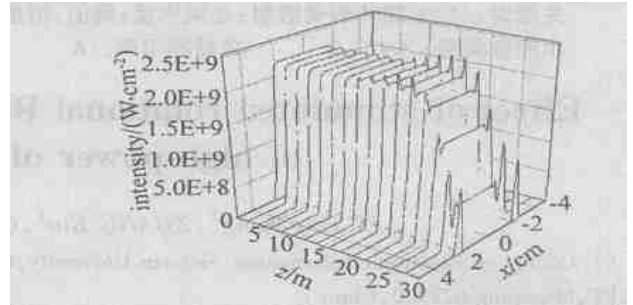


Fig. 1 Pump intensity distribution varies as distance

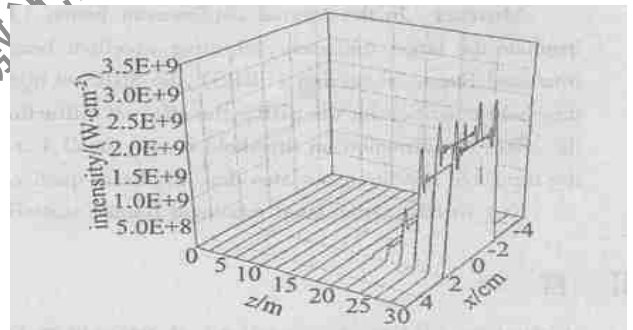


Fig. 2 Stokes intensity distribution varies as distance

图 3 中给出了带有热斑的抽运光空间分布。可见, 由于空气扰动或光学元件的像差原因引起的热

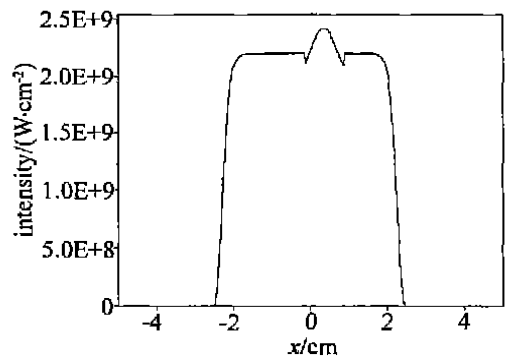


Fig. 3 Pump intensity distribution with hot spots

斑使得抽运光的空间能量分布变得不均匀。图 4 中给出了带有热斑的抽运光所产生的斯托克斯光的出射空间分布。比较图 4 和图 2 中出射的斯托克斯

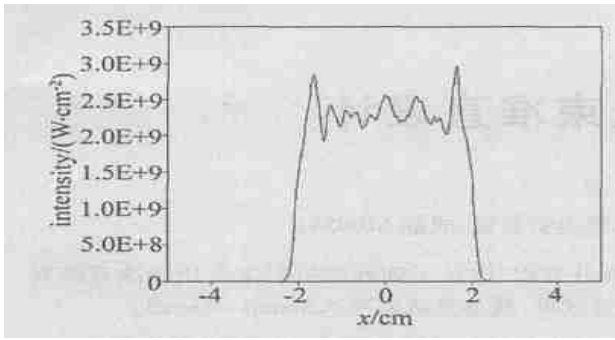


Fig. 4 Output Stokes intensity distributions

光空间分布可以看出, 热斑使得产生的斯托克斯光光束质量进一步变差, 能量分布变得更加不均匀。

为了进一步说明 SRRS 效应的阈值条件, 图 5 中给出了有衍射(实线)和无衍射(虚线)时产生的斯托克斯光效率曲线。从图 5 可以看出, 由于阈值处(定义为 1% 的抽运光转换为斯托克斯光^[6])的传输距离远小于抽运光的准直距离, 此时, 衍射效应并不明显, 因此, 考虑衍射和不考虑衍射时的阈值条件几乎相同, 在本文中计算条件下的 SRRS 效应的阈值条件为 $gL \approx 25$, 与 YING 等^[2] 针对美国罗切斯特大学 OMEGA 装置得出的斯托克斯光阈值为 $gL = 25$ 的结论一致。进一步分析图 5 可知, 当达到阈值条件以后, 在衍射峰位置处, 由于衍射效应影响, 斯托克斯光的转换效率增大。

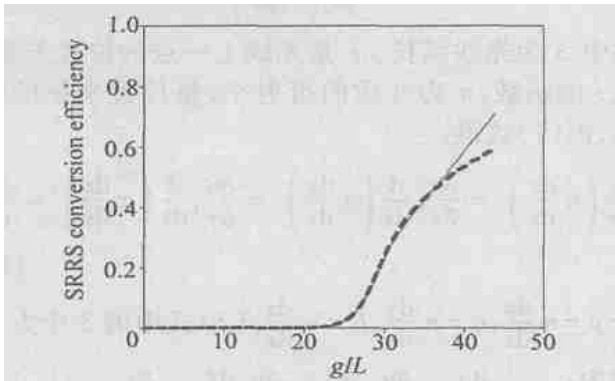


Fig. 5 Efficiency curve of the Stokes with and without diffraction

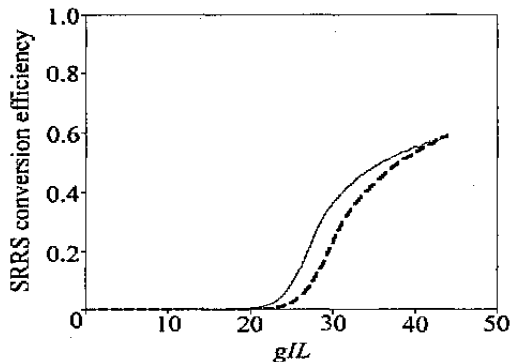


Fig. 6 Efficiency curve of the Stokes with and without hot spots

图 6 中给出了带有热斑(实线)和无热斑(虚线)抽运光产生的斯托克斯光的效率曲线。从图 6 中可以看出, 带有热斑的抽运光在阈值处的 gL 乘积比无热斑时要小, 即热斑将导致 SRRS 效应的阈值降低。这是因为抽运光热斑处的能量大于其它位置的能量, 对于相同能量的初始抽运光来说, 有热斑时达到阈值条件所需要的传输距离比无热斑时更短的缘故。

3 结 论

采用描述瞬态 SRRS 的 Maxwell-Bloch-Langevin 方程组, 对强紫外激光束在空气中长程传输过程中产生的 SRRS 效应进行了研究。详细讨论了 SRRS 效应的阈值条件, 衍射效应和热斑对 SRRS 阈值和激光光束质量的影响。研究表明, 在阈值条件以下时, 几乎没有斯托克斯光产生, 而当超过阈值条件以后, 斯托克斯光的转换效率几乎随 gL 乘积呈指数增长。对于给定的介质来说, 入射抽运光强度越高, 开始产生斯托克斯光的传输距离越短。在空气中做长程传输时, 由于衍射效应, 不但使得光束质量明显变差, 而且使得在衍射峰位置处, 抽运光转换为斯托克斯光的效率增大。热斑不但使得抽运光产生斯托克斯光的阈值比无热斑时更低, 而且还会导致光束质量进一步变差。因此, 在实际工作中, 必须采取合理的措施使 gL 小于阈值条件, 从而有效地控制 SRRS 效应产生。通常, 可通过两个途径来予以实现: (1) 将强紫外激光的传输路径抽真空, 以减小喇曼“激活”原子数密度, 从而尽可能减小稳态增益系数 g ; (2) 合理地设计靶场光学元件的排布, 以尽可能缩短强紫外激光的传输长度 L 。

参 考 文 献

- [1] YING L, TERRANCE K. Raman scattering in air: a four dimensional system analysis [J]. SPIE, 1992, 1625: 158~ 166.
- [2] YING L, TERRANCE K, ARMSTRONG J J. Laser system power balance effects from stimulated rotational Raman scattering in air [J]. SPIE, 1992, 1870: 14~ 25.
- [3] RAYMER M G, MOSTOWSKI J. Simulated Raman scattering: unified treatment of spontaneous initiation and spatial propagation [J]. Phys Rev, 1981, A24(4): 1980~ 1998.
- [4] WANG C S. Theory of stimulated Raman scattering [J]. Phys Rev, 1969, 182(2): 482~ 494.
- [5] CARMEN R, SHIMIZU F, WANG C *et al.* Theory of Stokes pulse shapes in transient stimulated Raman scattering [J]. Phys Rev, 1970, A2(1): 60~ 72.
- [6] 林德文. 大气中受激喇曼散射的理论和数值计算 [J]. 强激光与粒子束, 1994, 6(2): 193~ 200.