

# 斜入射泵浦宽带拉曼放大\*

楼祺洪 宁 东 董景星

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

**摘 要** 研究宽带条件下非聚焦斜入射泵浦的前向拉曼放大, 给出了斯托克斯光能量放大率随拉曼池气压和泵浦角度的变化, 讨论了高功率准分子激光拉曼系统的带宽限制。

**关键词** 受激拉曼散射放大, 带宽, 高功率准分子激光系统。

## 1 引 言

受激拉曼放大通常可以采用同轴或斜入射泵浦方式。如果单纯从增益角度考虑, 同轴泵浦显得更为有利。一方面是因为拉曼增益因子是泵浦光与斯托克斯种子光夹角的函数, 随泵浦角度增大而下降。对于具有显著多普勒展宽的氢拉曼介质, 这种增益对相对传播方向的依赖性尤为突出<sup>[1]</sup>。另一方面, 由斜入射泵浦引入的角色散(泵浦光和斯托克斯光轴向传播速度的差异)所导致的相位失配将与实现高增益的相位锁定过程竞争, 而克服相位失配所需的阈值光强与泵浦带宽成正比<sup>[2]</sup>, 使得宽带拉曼放大的有效增益在斜泵浦时随角度增大迅速下降, 很难获得较高的能量转换效率<sup>[3]</sup>。但同轴放大也给大功率拉曼放大带来了两方面的限制: 首先, 同轴泵浦时在高增益条件下, 放大的种子光将复制泵浦光的截面光强分布, 达不到改善光束质量的目的。利用衍射实现泵浦光的“强度平均”或移去同轴分量的方法可以在一定程度上解决这一问题<sup>[4, 5]</sup>, 但减小了泵浦光与种子光的相互作用长度, 对增益有一定的限制。其次, 为了抑制泵浦光自身产生的拉曼振荡, 降低不必要的能量消耗, 必须限制泵浦光的功率密度, 对于大功率拉曼放大系统是极为不利的。采用斜入射泵浦方式的拉曼组束放大技术是突破上述限制、实现高功率放大的关键。在拉曼组束放大实验中, 多束空间不相干的泵浦光在矩形光导内叠加, 形成均匀的截面光强分布, 使种子光获得无畸变放大。另外, 尽管每一束泵浦光的功率密度较低, 叠加后可使种子光获得较高的增益, 对于需要高增益的预放大级是相当重要的。单束泵浦光较低的功率密度也降低了对反射镜膜层抗激光破坏的要求。

本实验旨在研究宽带条件下非聚焦斜入射泵浦的前向拉曼放大。由于现有准分子激光器输出能量的限制, 只进行了单束泵浦光的斜入射放大实验, 但实验结果不难推广到组束放大情况。实验测量了斯托克斯光能量放大率随拉曼池气压和泵浦角度的变化。实验结果表明在极宽带( $\sim 90 \text{ cm}^{-1}$ )条件下, 斜入射拉曼放大是相当困难的。在设计需要宽带工作的高功率准

\* 国家科委 863 高技术项目资助课题。

收稿日期: 1997-08-07; 收到修改稿日期: 1997-09-07

分子激光-拉曼系统时, 必须考虑系统的带宽限制, 在能量转换效率和带宽之间进行权衡。最后给出了系统总体设计方案的初步设想和实验中发现的一些急需解决的问题。

## 2 放大实验

单束斜泵浦拉曼放大的实验装置如图 1 所示。泵浦光源为北京原子能研究院的 LPX-150

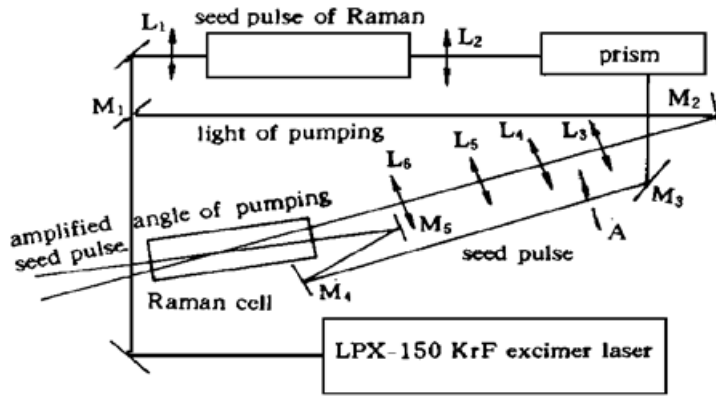


Fig. 1 Schematic diagram of the experimental set up

型 KrF 准分子激光器。为了研究极宽带条件下的斜泵浦放大特性, 在放大实验中该激光器工作在自由运转状态, 激光线宽为  $90 \text{ cm}^{-1}$  (FWHM)。最高单脉冲输出能量 500 mJ, 脉宽 23 ns。由于宽带工作时放大级没有采用注入锁定方式, 输出光束质量和脉冲能量稳定性均有所下降。光束口径  $1 \text{ cm} \times 2 \text{ cm}$ , 远场发散角约  $0.8 \text{ mrad}$  (长边方向, 注入锁定放大时为  $0.4 \text{ mrad}$ )。

图 1 中, 激光器输出光束由分束镜  $M_1$

分出一部分能量(30%)用于泵浦拉曼种子源。种子源长 100 cm, 窗口直径 5 cm, 氢气气压固定在  $5 \times 10^5 \text{ Pa}$ 。聚焦透镜  $L_1$  和准直透镜  $L_2$  的焦距分别为 100 cm 和 30 cm。输出的一阶斯托克斯种子光在棱镜分光和准直后经反射镜  $M_3 \sim M_5$  进入放大池。限束光阑 A 使种子光束口径与泵浦光相同。70% 的泵浦光由  $M_1$ 、 $M_2$  反射后进入光束变换系统, 透镜  $L_3 \sim L_6$  使泵浦光束变换为正方形, 并缩束到  $0.5 \text{ cm} \times 0.5 \text{ cm}$ 。由于所有透镜均未消球差, 变换后的泵浦光束质量又略有下降, 远场发散角大于  $1 \text{ mrad}$ 。调节反射镜  $M_5$ , 使泵浦光与种子光光斑在放大池中心处重合, 距  $M_5$  和  $L_6$  约 120 cm。放大池长为 70 cm, 窗口直径 8 cm, 最高可承受气压为  $10^6 \text{ Pa}$ 。泵浦光与种子光夹角通过改变  $M_5$  和  $L_6$  的距离进行调节。考虑到泵浦带宽的限制, 实验中取泵浦角度小于  $1^\circ$ 。

## 3 泵浦角度的选择

斜入射泵浦拉曼放大或组束放大实验中, 泵浦角度  $\theta$  的选择是相当重要的。增大泵浦角度对泵浦光强平均和光束净化是有利的。但泵浦角度的增大受到拉曼增益下降的限制。氢气的拉曼增益因子是气压和泵浦角度的函数, 如图 2 所示。泵浦角度为  $2^\circ$  时, 放大池轴向(种子光方向)的增益只比泵浦光方向低百分之几, 而  $15^\circ$  时要低于 25%<sup>[1]</sup>, 因此斜入射拉曼放大时泵浦角度应小于  $10^\circ$ 。另外, 为了克服斜泵浦时角色散导致的相位失配, 要求泵浦光强度超过阈值光强  $I_c$ <sup>[6]</sup>:

$$I_c = \pi \Delta \nu_p \theta^2 / \gamma \quad (1)$$

$\Delta \nu_p$  为泵浦光带宽(FWHM), 单位为  $\text{cm}^{-1}$ 。同时为了防止泵

浦光自身的受激散射消耗泵浦能量, 要求小信号增益  $\gamma I_p L$  小于受激散射阈值  $G_0 \sim 25$ 。因此, 泵浦角度受到泵浦带宽的限制:

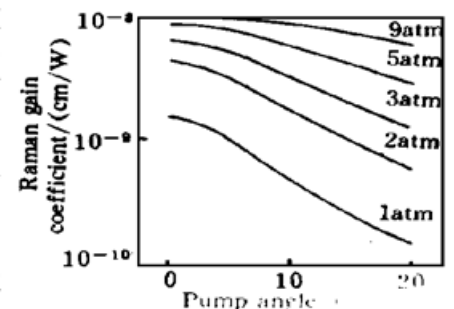


Fig. 2 Raman gain coefficient vs pump angle

$$\theta^2 < 25/\pi\Delta\nu_p L \tag{2}$$

$\Delta\nu_p$  为  $90 \text{ cm}^{-1}$  放大池长度  $L = 70 \text{ cm}$  时, 泵浦角度应远小于  $2^\circ$ 。因此在实验中取泵浦角度小于  $1^\circ$ 。斜入射泵浦使泵浦光和种子光的相互作用长度缩短, 有效作用长度  $L_{\text{eff}} \sim D/\sin \theta$ ,  $D$  为光束直径。

### 4 实验结果与分析

图 3 所示为一阶斯托克斯光能量放大比率 ( $E_{\text{sout}}/E_{\text{sin}}$ ) 随放大池气压的变化, 泵浦能量  $200 \text{ mJ}$ , 泵浦角度为  $0.6^\circ$ 。输出斯托克斯能量随气压增大近似指数上升,  $8 \times 10^5 \text{ Pa}$  后开始饱和。最高能量放大比率约 12 倍。由于输入种子光能量较低 ( $\sim 0.34 \text{ mJ}$ ), 泵浦光倒空很小, 可近似认为在图 3 的气压范围内为小信号放大。根据稳态多模理论<sup>[1]</sup>, 小信号放大时斯托克斯光强的增长满足:

$$I_s(z) = I_{s0} + (I_{s0}/N)[\exp(\gamma I_p L) - 1] \tag{3}$$

式中  $N$  为泵浦光纵模数。实验使用的 KrF 准分子激光器的纵模间隔约  $0.005 \text{ cm}^{-1}$ , 自由运转时纵模数大于  $2 \times 10^4$ 。根据实验测量的种子光脉宽(放大前与泵浦光相同, 约  $23 \text{ ns}$ , 放大后约  $9 \text{ ns}$ ), 可以计算在斯托克斯光的平均光强增益  $\ln(I_s/I_{s0})$ 。图 4 给出了光强增益随小信号增益的变化曲线, 图中实线为根据(3)式计算的理论曲线, 拉曼放大的小信号增益  $G_0 = \gamma I_p L_{\text{eff}}$ 。图 4 中理论与实验数据的偏离和瞬态效应有关。通常的稳态条件定义为  $\Gamma \tau_p > G_0$ 。在本实验中, 拉曼线宽  $\Gamma \sim 0.005 \text{ cm}^{-1}$ ,  $\tau_p \sim 23 \text{ ns}$ ,  $\Gamma \tau_p \sim 3.5$  不满足稳态条件, 瞬态效应将使放大增益下降<sup>[7]</sup>。光强增益的线性增长证实了本文对小信号放大的估计, 因此在  $8 \times 10^5 \text{ Pa}$  后的饱和不是由放大引起的泵浦倒空, 而应当是泵浦光自身的受激散射造成的。由于泵浦光的“自振”是沿泵浦光方向发生的, 因而其作用长度与泵浦角度无关, 且增益与带宽无关。 $8 \times 10^5 \text{ Pa}$  时, 泵浦光方向的小信号增益  $G_0 \sim 23$ , 已接近受激散射阈值 25。泵浦光的“自振”开始倒空泵浦光能量, 使种子光的放大趋于饱和。

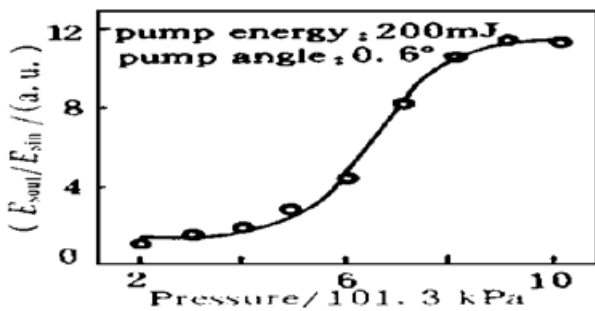


Fig. 3  $E_{\text{sout}}/E_{\text{sin}}$  vs gas pressure

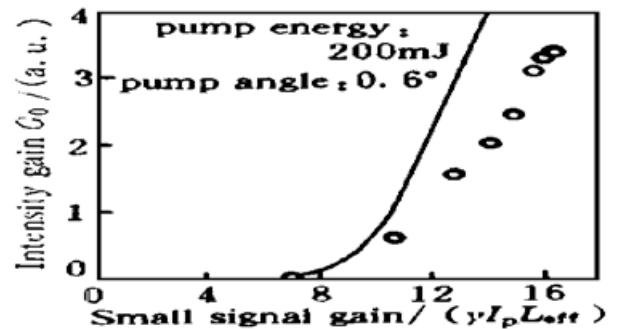


Fig. 4 Intensity gain vs small signal gain

根据上述分析, 由于泵浦带宽导致增益下降, 在极宽带条件下, 使种子光发生饱和放大所需的泵浦光强可能会超过受激散射阈值, 因而限制了宽带放大的能量转换效率。在斜泵浦时, 由于放大的作用长度缩短和增益因子下降, 这种限制是相当严重的。提高种子光能量可以在一定程度上缓解这一矛盾, 更好的解决方案应当是组束放大并结合光导的使用。光导可以有效地增大相互作用长度, 而组束放大可以避免宽带放大时受激散射阈值对单束泵浦光功率密度的限制。

图 5 所示为能量放大比率随泵浦角度的变化曲线, 泵浦能量仍为  $200 \text{ mJ}$ , 放大池气压为

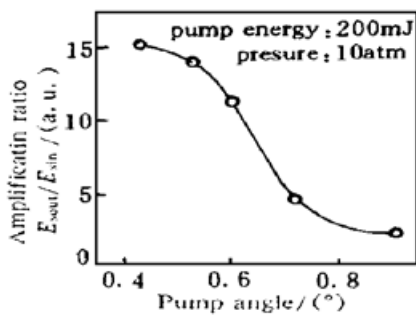


Fig. 5  $E_{sout}/E_{sin}$  vs pump angle

由于泵浦角度小于  $1^\circ$  时, 增益因子的下降很小, 能量放大率在泵浦角度减小时上升的主要原因是由于相互作用长度的增大。0.9°和 0.43°时的有效作用长度分别为 32 和 67 cm。0.43°时的最高能量放大为 15 倍。

用强流管、存储示波器测量的泵浦光、放大前和放大后种子光的脉冲波形如图 6 所示。图 6(a) 为泵浦光脉冲波形, 脉宽 23.2 ns。图 6(b) 为放大前的种子光脉冲, 脉宽与泵浦光相同。脉冲顶部呈锯齿状是由一阶斯托克斯光的高阶散射造成的。在种子光脉冲之前有约 35 ns 宽的预脉冲结构, 形成这种结构的具体原因目前还不清楚。最可能的解释是由于激光器放大级没有采用注入锁定方式。产生了较强的放大自发辐射。这种放大自发辐射在时间上超前于泵浦脉冲, 在种子源中也产生了一部分相对较弱的一阶斯托克斯散射。图 6(c) 为放大后的种子光脉冲, 脉宽被大大压窄了, 平均脉宽约 9 ns, 对应于 2.6 倍的脉冲压缩。比较图 6(b) 和图 6(c), 可以发现预脉冲被拉曼放大所抑制。放大前后的预脉冲与主脉冲强度之比分别为 0.2 和 0.05。拉曼放大的这种预脉抑制能力对惯性约束核聚变等强激光与物质相互作用研究领域是非常重要的。

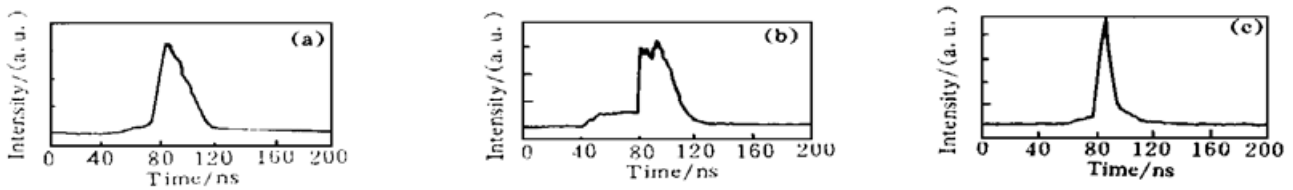


Fig. 6 The waveform for (a) Pump pulse, (b) Seedpulse before amplification, (c) After amplification

**结 论** 本文对宽带拉曼放大进行了初步实验研究。实验采用非聚焦斜入射泵浦方式, 测量了斯托克斯能量放大比率随放大池气压和泵浦角度的变化曲线以及放大前后种子光脉冲波形的变化。在极宽带条件下, 实验获得了 15 倍的能量放大, 功率放大接近 40 倍。放大后的种子光脉宽被压窄了 2.6 倍, 由放大前的 23 ns 压缩至 9 ns。预脉冲强度得到了有效地抑制。根据本实验结果, 由于极宽带条件下使种子光获得较高增益和能量转移效率所要求的泵浦功率密度已经超过了受激散射阈值, 工作于极宽带的高功率拉曼放大系统的设计和实现是相当困难的。尽管采用组束放大技术可以放宽增益方面的限制, 但由于宽带对泵浦角度的限制, 光束净化的效果较差。在系统的总体设计时, 必须考虑工作带宽对拉曼增益、能量转移效率以及光束质量改善的限制, 综合权衡各方面的要求, 以使系统达到最佳化。

根据理论分析<sup>[7]</sup>, 宽带拉曼放大的光强增益主要取决于两个关键参数  $(\Gamma_p + \Gamma_s)/\Gamma$  和  $\Gamma\tau_p$ 。因此在宽带放大时, 采用  $\Gamma$  值较大的拉曼介质可以有效地提高放大增益以及能量转换效率。甲烷的拉曼线宽  $\Gamma = (0.16 + 0.006P) \text{ cm}^{-1}$ , (式中  $P$  为气压量纲为 101.3 kPa<sup>[8]</sup>, 是氢气的几十倍。甲烷的拉曼散射截面  $(15.3 \times 10^{-29} \text{ cm}^2 \cdot \text{sr})$  也比氢气  $(4.8 \times 10^{-29} \text{ cm}^2 \cdot \text{sr})$  要大得多<sup>[9]</sup>, 因此甲烷应当是宽带拉曼放大系统较为理想的拉曼介质。甲烷的另一优点是多普勒展宽很弱<sup>[10]</sup>, 因此增益因子与角度的关系不大, 对组束放大是较为有利的。氮气具有更宽的拉曼线宽,  $5 \times 10^5 \text{ Pa}$  时约  $2 \text{ cm}^{-1}$  (HWHM)<sup>[9]</sup>, 对于需要在极宽带工作的拉曼放大系统也可以考虑用氮气作为拉曼介质。甲烷及氮气在高气压和高功率泵浦时的不稳定性可以通过降低工作气压和增加气体循环系统加以解决。采用图 1 中的光路设计一方面是由于延迟的需要,

另一个原因则是反射镜膜层抗激光破坏的限制。泵浦光在缩束后的能流密度约  $0.9 \text{ J/cm}^2$ , 而实验用的  $248 \text{ nm}$  全反镜的破坏阈值仅  $(0.4 \sim 0.6) \text{ J/cm}^2$ 。即使是缩束前的激光能流密度  $(0.25 \text{ J/cm}^2)$ , 由于光强分布不均匀和积累效应, 多次照射后反射镜也会被破坏。因此, 尽快提高  $248 \text{ nm}$  反射镜的抗激光破坏是目前急需解决的关键性问题。

### 参 考 文 献

- [1] J. P. Partanen, M. J. Shaw, High-power forward Raman amplifiers employing low-pressure gases in light guides. I. Theory and applications. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1986, **3**(10) : 1374~ 1389
- [2] J. Eggleston, R. L. Byer, Steady-state stimulated Raman scattering by a multimode laser. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1980, **QE-16**(8) : 850~ 853
- [3] D. Sarkar, N. J. Halas, Diffusion of silver in  $\text{C}_{60}$  thin films. *Appl. Phys. Lett.*, 1993, **63**(17) : 2438 ~ 2440
- [4] H. Komine, W. H. Long, E. A. Stappaerts *et al.*, Beam cleanup and low-distortion amplification in efficient high-gain hydrogen Raman amplifiers. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1986, **3**(10) : 1428~ 1447
- [5] R. S. F. Chang, R. H. Lehmberg, M. T. Daignan *et al.*, Raman beam cleanup of a severely aberrated pump laser. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1985, **QE-21**(5) : 477~ 487
- [6] M. J. Shaw, J. P. Partanen, Y. Owadano *et al.*, High-power forward Raman amplifiers employing low-pressure gases in light guides. II. Experiments. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1986, **3**(10) : 1466~ 1475
- [7] M. G. Raymer, J. Mostowski, J. L. Carlsten, Theory of stimulated Raman scattering with broadband lasers. *Phys. Rev. (A)*, 1979, **19**(6) : 2304~ 2316
- [8] Y. Taira, K. Ide, H. Takuma, Accurate measurement of the pressure broadening of the  $\nu_1$  Raman line of  $\text{CH}_4$  in the 1~ 50 atm region by inverse Raman spectroscopy. *Chem Phys. Lett.*, 1982, **91**(4) : 299~ 302
- [9] J. R. M. Barr, N. J. Overall, C. J. Hooker *et al.*, Picosecond Raman pulse combining and compression in light guides for ultra-high power laser system. *Proc. IEEE*, 1988, **874**(1) : 60~ 76
- [10] A. Flusberg, D. Korff, C. Duzy, The effect of weak dispersion on stimulated Raman scattering. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1985, **QE-21**(3) : 232~ 236

## Wideband Raman Amplification with Tilted Pumping Beam

Lou Qihong      Ning Dong      Dong Jinxing

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

(Received 7 August 1997; revised 7 September 1997)

**Abstract** The wideband Raman amplification with unfocused tilted pumping beam is studied. The effects of Raman gas pressure and pumping angle on the Raman energy amplification are given. The limitation of bandwidth in Raman amplifier for high power excimer laser system is discussed.

**Key words** stimulated Raman scattering amplifier, bandwidth, high power excimer laser system.