

双光束 Raman 组束研究*

叶震寰 楼祺洪 向世清 董景星 魏运荣

(中国科学院上海光机所, 上海 201800)

提要 着重研究了双光束拉曼组束改善准分子激光光束质量。通过理论计算得出,在畸变泵浦光作用下可以获得近衍射极限 Stokes 光的放大。并在稳态和瞬态激光脉冲的条件下,讨论了 Raman 工作介质的选择。在此基础上进行了氯化氙准分子激光在氢气中的双光束 Raman 组束实验研究,近衍射极限 Stokes 光在获得功率放大的同时,其远场分布保持不变。激光聚焦亮度提高约 3000 倍。最后讨论了放大自发辐射的抑制。

关键词 拉曼组束,准分子激光

1 引 言

利用拉曼(Raman)放大技术可以改善准分子激光光束质量,提高输出激光的亮度^[1~4]。其原理是近衍射极限的 Stokes 光经过拉曼放大的时候,泵浦光的位相结构不直接影响输出的 Stokes 光的位相,从而获得高亮度的近衍射极限 Stokes 光输出。如(1)式所示为拉曼放大器中 Stokes 波面方程的解^[2]

$$E_s(L) = E_s(0) \exp\left[\left(\frac{\gamma}{2}\right) \int_0^L |E_p|^2 dz'\right] \quad (1a)$$

用光强表示(1)式

$$I_s(L) = I_s(0) \exp(\gamma \bar{I}_p L) \quad (1b)$$

$$I_p = \left[\int_0^L |E_p|^2 dz' \right] / L$$

式中, $E_s(I_s)$, $E_p(I_p)$ 分别为 Stokes 和泵浦激光的电场复振幅; L 是 Stokes 和泵浦光的有效作用长度; γ 是拉曼增益系数。由(1)式可知, Stokes 波幅 E_s 的增益只与泵浦光强的平均值 \bar{I}_p 有关,只要积分值 \bar{I}_p 值与横向位置无关,则入射的 Stokes 波 $E_s(0)$ 将在任意横向位置上获得均匀的增益,即使泵浦光场存在畸变(即数倍衍射极限)。这就是拉曼净化(Clean-up)中的光强平均^[2]。参考文献[1]和[2]中作者分别对同轴泵浦和斜入射泵浦拉曼放大进行了研究。指出在同轴泵浦情况下大功率拉曼放大受到限制,而在斜入射泵浦情况下由于在光束的交叉传播过程中实现了光强平均因而不存在这一限制。但是单束斜泵浦拉曼放大只能实现一维光斑方向上的光强平均,且平均的程度不够。采用多光束组束不仅可以加强光强平均的程度,而且可以在

* 本工作得到国家高科技和国家基金会资助。

收稿日期: 1994 年 2 月 25 日; 收到修改稿日期: 1994 年 3 月 29 日

二维光斑方向上进行平均从而实现光束的净化。由于 Stokes 光的增益取决于泵浦光强,因此采用组束技术增加泵浦光束的数目可以大大增加 Stokes 光的输出功率。增加泵浦光束的数目也有利于减小次生(离轴)Stokes 光的产生^[3],提高泵浦光的有效转换效率。

本文首先通过理论计算证实在畸变泵浦光作用下获得近衍射极限 Stokes 光的放大。然后在稳态和瞬态激光脉冲的条件下,讨论了拉曼工作介质的选择。在此基础上进行了氯化氙准分子激光在氢气中的双光束拉曼组束实验研究。最后讨论了放大自发辐射的抑制。

2 理论计算

拉曼放大的稳态慢变振幅近似传播耦合方程为

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{i}{2k_s} \cdot \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) E_s(x, z) = + (1/2) \gamma |E_p|^2 E_s(x, z) \quad (2a)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{i}{2k_p} \cdot \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) E_p(x, z) = - (1/2) \gamma \frac{K_p}{K_s} |E_s|^2 E_p(x, z) \quad (2b)$$

$$\gamma = \frac{2\lambda_s^3}{hc} \cdot \frac{\rho_N}{\pi \Delta\nu_R} \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (2c)$$

式中, $k_p = 2\pi n_p/\lambda_p$ 和 $k_s = 2\pi n_s/\lambda_s$ 分别为泵浦光和 Stokes 光的传播矢量, n_p, n_s 为气体在泵浦光和 Stokes 光波段的折射率, z 是沿 Stokes 传播方向的坐标, x 是横向笛卡尔坐标。 γ 是拉曼耦合系数(增益系数), ρ_N 是气体分子数密度, $\Delta\nu_R$ 是拉曼线宽, $d\sigma/d\Omega$ 是受激拉曼跃迁截面。有效拉曼作用区域 $z_1 \leq z \leq z_2$, z_1 是 Stokes 和泵浦光入射的位置, z_2 是光出射的位置。方程组(2a)和(2b)考虑了泵浦光的倒空以及波动光学的衍射效应,忽略了瞬态和宽带效应以及高阶 Stokes 和反 Stokes 效应。这对得到的结论并没有影响^[4]。

要精确计算这一方程组并不容易。一个有效的方法是把耦合项看作由一系列紧密间隔的薄层放大器或薄层衰减器组成,即一系列分裂算符。从一层到下一层的传播运用快速 Fourier 变换技术。借助计算机可以得到入射和出射 Stokes 的光场分布(如图 1,2 所示)。图 1 中,假设泵浦光远场发散角为 100 倍衍射极限($100 \times DL$, 这里假设泵浦光是振幅均匀而位相畸变的,畸变经透镜反映出来),入射 Stokes 光束质量为 $\sim 1 \times DL$ 。两束泵浦光分别以 5 mrad 的角度入射,并具有相同的光强。计算结果表明,放大后的 Stokes 光的远场分布与入射时的情况基本一致,光束质量得到保持。这里的远场发散角即几倍衍射极限,定义为远场光斑宽度与衍射极限光斑宽度的比值。计算得到的一维光场定义为远场光斑的能量和中心光斑能量的比值,实验值则为这一能量比值的平方根。当入射泵浦条件稍作改变,在沿 Stokes 同轴传播方向增加一束具有同样光强的泵浦光,结果有较大不同。放大后的 Stokes 光的远场分布除有中心主峰外,还有相当部分的边裙和很宽的次生瓣。主峰的能量约占总输出能量的 60%,边裙和次生瓣各约占 20%。由此可见同轴分量的引入会引起 Stokes 光束质量的下降。

文献[3]中 J. Goldhar 用四波混频模型研究了次生 Stokes 波的产生,得出次生 Stokes 与 Stokes 光的比值 f 为

$$f \propto G^2 L_D^2 \quad (3)$$

G 是增益 (cm^{-1}), L_D 为解相长度,且

$$L_D \approx \pi/\Delta K = \pi C/\Delta\omega_p(1 - \cos\theta) \quad (4)$$

$\Delta\omega_p$ 为泵浦光带宽, θ 为泵浦光传播方向与轴向的夹角。 $\Delta\omega_p$ 和 θ 越大, L_D 越小,产生的次生

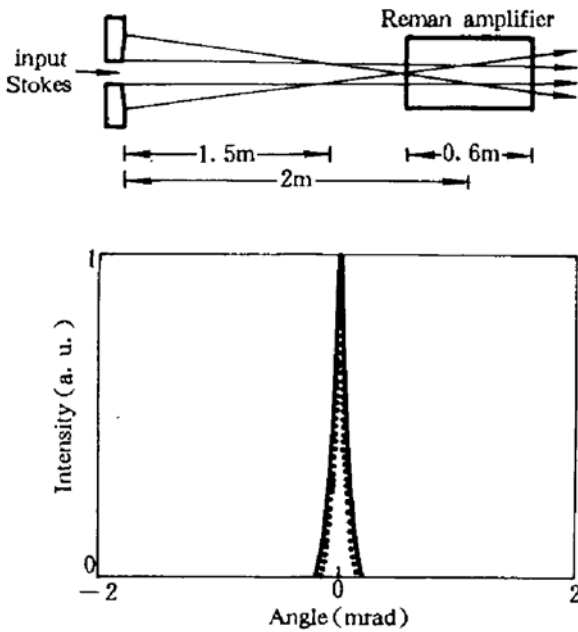


Fig. 1 (upper) Simulation of Stokes amplification in a Raman cell with two aberrated pump beamlets. (low) The far field plot shows the angular spectrum of the Stokes beam without (dotted line) and with (solid line) amplification in the Raman cell

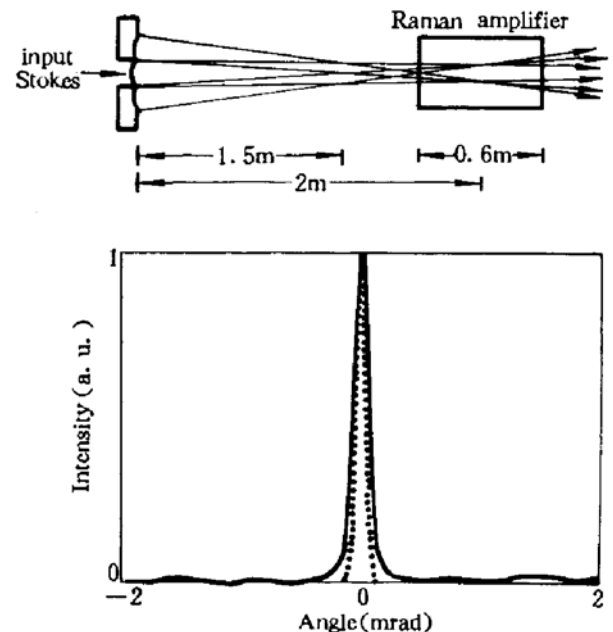


Fig. 2 Same as Fig. 1 except the pump field which consists of three beamlets including one on axis

Stokes 就减少。当 N 束泵浦光束 ($N > 2$) 具有相同的光强 $(1/N)I_p$, 增益 $G' = (1/N)G$, 每束泵浦光产生的次生 Stokes 为 $f \propto (1/N^2)G^2L_b^2$, 总和为 $f \propto (1/N)G^2L_b^2$ 。因此增加泵浦光束数, 可以减少次生 Stokes 的产生。

3 瞬态效应与拉曼介质的选择

在讨论拉曼介质的选择之前, 先分析一下激光与介质的相互作用。拉曼介质的解相时间 T_2 定义为拉曼相互作用的时间尺度, 相当于拉曼散射带宽的倒数, $T_2 = 1/\pi\Delta\nu_R$ 。如果激光脉宽 (t_p) 与 Stokes 光的脉宽远大于 T_2 (如脉宽为 $20T_2$), 则认为是稳态相互作用。相反, 当 t_p 与 T_2 可以比较甚至 $t_p < T_2$ 时, 则认为是瞬态相互作用。瞬态相互作用和稳态相互作用会得到不同的拉曼增益和阈值, 从而对气体介质的选择会有很大不同。考虑瞬态效应, 在慢变振幅近似下的单模波动方程为

$$\delta E_p(z, t) / \delta z = - (\omega_p / \omega_s) Q(z, t) E_s(z, t) \tag{5a}$$

$$\delta E_s(z, t) / \delta z = Q^*(z, t) E_p(z, t) \tag{5b}$$

$$\delta Q(z, t) / \delta t - Q(z, t) / T_2 = C_1 C_2 E_p(z, t) E_s^*(z, t) \tag{5c}$$

上述方程组中将气体分子看作阻尼谐振子, 并将极化率 P 按泰勒级数展开^[4]。 $E_p(z, t)$ 和 $E_s(z, t)$ 是泵浦光和 Stokes 光电场的脉冲包络; $t = t' - z/v$ 是滞后时间, v 是光速, t' 是实验室时间坐标; $Q(z, t)$ 是光子数; C_1, C_2 正比于介质极化率, 与 T_2 一起决定拉曼相互作用的强弱。在瞬态条件下, 无法得到方程的解析解。

在稳态极限 ($\delta Q(z, t) / \delta t = 0$) 下, 得到精确解

$$I_S(z) = I_0 \frac{I_R \exp(\gamma I_P z)}{1 + (\omega_P/\omega_S) I_R \exp(\gamma I_P z)} \quad (6)$$

$$\gamma = 4C_1 C_2 T_2 / r \epsilon_0$$

与文献[4]中稳态方程的结果一致。这里 $I(z) = (1/2)r\epsilon_0|E(z)|^2$, $I_R = I_S(0)/I_P(0)$, $I_0 = I_P(0) + (\omega_P/\omega_S)I_S(0)$, ϵ_0 是介质介电常数。在无泵浦倒空极限下 ($I_P(z) \approx I_P(0)$), 增益指数增大

$$I_S(L) = I_S(0) \exp(\gamma I_P L) \quad (7)$$

$\gamma I_P L$ 是稳态小信号增益。

在瞬态条件下可近似得出^[5]

$$I_S = I_S(0) \exp\left\{\left[(8\gamma L/T_2) \int I_P dt\right]^{1/2}\right\} = I_S(0) \exp\left\{[8\gamma L I_{PM}(t_p/T_2)]^{1/2}\right\} \quad (8a)$$

I_{PM} 是峰值功率密度。瞬态条件下的阈值条件为

$$\gamma I_{PM} L = 25 + 131.5 T_2 / t_p \quad (8b)$$

而稳态条件的阈值条件为^[3] $\gamma I_{PM} L = 25$ 。作高斯光束假设 ($\int I_P dl = 2\pi P_P / \lambda_P$) $E_P = 1.06 t_p I_P$, P_P 是激光平均功率。因此, 瞬态阈值能量为

$$E_T = (4.2 t_p + 22.3 T_2) \lambda_P / \gamma \quad (9)$$

Table 1 Comparison of calculated Raman gains and thresholds of different gases on the condition of steady state. ($P = 5$ atm and $\lambda = 308$ nm; Cross sections ($d\delta/d\Omega$) for H_2 , CH_4 and O_2 ; ref. [6]; linewidth data ($\Delta\nu_R$): H_2 ^[7], CH_4 ^[8] and O_2 ^[9])

Gas	Freq. Shift (cm^{-1})	λ_{s1} (nm)	$d\sigma/s\Omega$ ($10^{-29} cm^2/sr.$)	$\Delta\nu_R$ (cm^{-1})	$\frac{Gain}{Gain_{H_2}}$	$\frac{Thre.}{Thre._{H_2}}$
H_2	4155	353	2.02	0.01	1.0	1.0
CH_4	2917	338	6.43	0.38	7.4×10^{-2}	1.4×10^1
O_2	1556	324	1.63	1.80	3.5×10^{-3}	2.9×10^2

Table 2 Comparison of calculated Raman gains and thresholds of different gases on the transient condition (as Table 1)

Gas	T_2 (ps)	T_2/t_p $t_p = 20$ ps	$\frac{Gain}{Gain_{H_2}}$	$\frac{Thre.}{Thre._{H_2}}$	T_2/t_p , $t_p = 1$ ps	$\frac{Gain}{Gain_{H_2}}$	$\frac{Thre.}{Thre._{H_2}}$
H_2	1008	50.4	1.00	1.00	1008	1.00	1.00
CH_4	27.9	1.4	1.63	0.43	27.9	1.63	0.38
O_2	5.9	0.3	0.77	2.76	5.9	0.77	1.69

下面我们分别就稳态和瞬态条件讨论一下不同拉曼介质的增益和阈值情况。首先在稳态条件下, 由(7)式可知拉曼增益及阈值仅与增益系数 γ 有关, 即由拉曼线宽 $\Delta\nu_R$ 和跃迁截面 $d\sigma/d\Omega$ 及 λ^3 决定。以 5 atm 的气体介质为例, 表 1 给出 H_2 , O_2 和 CH_4 在 308 nm 激光作用下的拉曼参数及增益和阈值的计算值。稳态激光条件对于不同介质是不同的, 例如对于氢气稳态条件 ($t_p > 20T_2$) 为 20 ns 而对于甲烷则为 0.5 ns (O_2 为 0.1 ns)。在稳态条件下氢气具有最高的增益和最低的阈值, 被认为是最佳的拉曼介质。然而在实际应用中, 往往更多地工作在瞬态条

件 ($t_p \sim T_2$), 尤其在高亮度源和 ICF 应用中要求高功率短脉冲激光。瞬态条件下情况完全不同, 因此我们应寻找最佳的瞬态工作气体。由 (8a) 式和 (8b) 或 (9) 式可以得出瞬态条件下不同工作介质的增益和阈值, 以 $t_p = 20$ ps 和 $t_p = 1$ ps 为例, 结果如表 2。由表 2 看出, 在瞬态条件下甲烷气体是最佳工作气体。

4 实验及结果

图 3 所示为双光束组束拉曼放大实验装置安排。紫外预电离 XeCl 准分子激光器 (308 nm) 采用正支虚共焦非稳腔输出, 输出能量为 300 mJ, 脉宽为 50 ns, 线宽为 200 MHz。激光通过分束片 (BS) 分成两束, 20% 的激光能量用来泵浦前级拉曼振荡器, 从振荡器输出的一阶 Stokes 光 (353 nm) 经空间滤波系统 (小孔—透镜) 后获得近衍射极限的 Stokes 种子光, 光束直径为 3 mm, 脉宽 10 ns。另外 80% 的激光经扩束后由两块凹面反射镜聚焦以小角度交叉进入放大器, 并在种子光传播途径上重合 (入射角约 5 mrad)。拉曼振荡器中有 650 mm 长的平板波导, 并充有 5% 的氦气作为缓冲气体 (工作气体是氢气), 总气压为 10 atm^[10]。放大器长 1 m, 内充 5 atm 氢气, 当气压超过 6 atm 时会产生自振。能量计 EM_1 和 EM_2 分别用来监测泵浦光和 Stokes 光的能量。Stokes 光的远场分布用一维光二极管阵列 (PD array, Hamamatsu) 探测, F 为滤色片。用 $M_4 \sim M_6$ 全反镜组作必要的光学延迟, 以保证泵浦光和 Stokes 光同时到达放大器入射端。当泵浦光以斜角度入射, 沿光轴速度 $v_r = c/\cos\theta < c$ 。实验中仔细调节光路延迟, 使 Stokes 脉冲在入口处与泵浦脉冲上升前半部分重合 (图 4)。这样做可以充分抽取泵浦光的能量, 并尽量抑制由放大自发辐射 (ASE) 过程引起的转换。

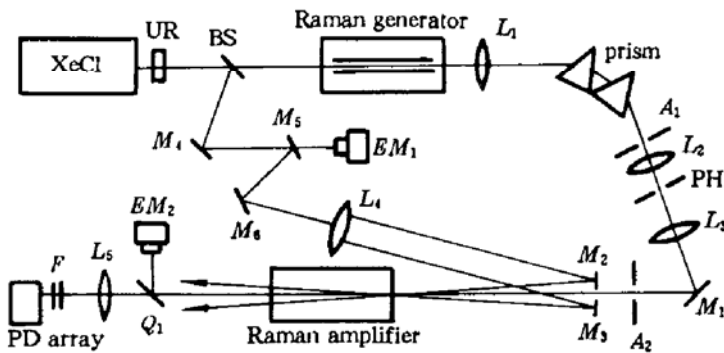


Fig. 3 Experimental apparatus of Raman beam combining

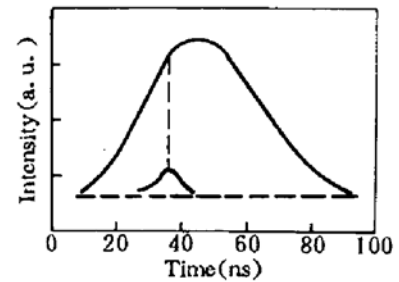


Fig. 4 Interaction of pump and Stokes pulses at the entrance of the Raman amplifier

图 5 所示为放大后的 Stokes 光随入射 Stokes 种子光和能量放大曲线, 两束泵浦光能量均为 75 mJ。实线是两束组束, 而虚线是只有其中一束泵浦光时的放大曲线。很明显, 增加泵浦光束拉曼放大呈倍数线性增加。放大曲线随 Stokes 种子光增大渐趋饱和, 当入射 Stokes 能量超过 0.15 mJ 时即处于饱和区, 级增益约 150。这说明需有一定强度的入射 Stokes 光才能充分地提取泵浦光能量。从另一方面讲, 较强的入射 Stokes 光强可以抑制由 ASE 过程产生的 Stokes 光, 但级增益相应变小。放大曲线满足关系式

$$E_{out} = E_{SAT} \ln \{ 1 + \exp(GL) [\exp(E_{in}/E_{SAT}) - 1] \} \quad (10)$$

E_{SAT} 和 G 分别是饱和能量密度和小信号下增益。对于单束和双束,这两个参数分别为 $E_{SAT} = 22.8 \text{ mJ/cm}^2$, $G = 0.068 \text{ cm}^{-1}$ 和 $E_{SAT} = 10.05 \text{ mJ/cm}^2$, $G = 0.043 \text{ cm}^{-1}$ 。

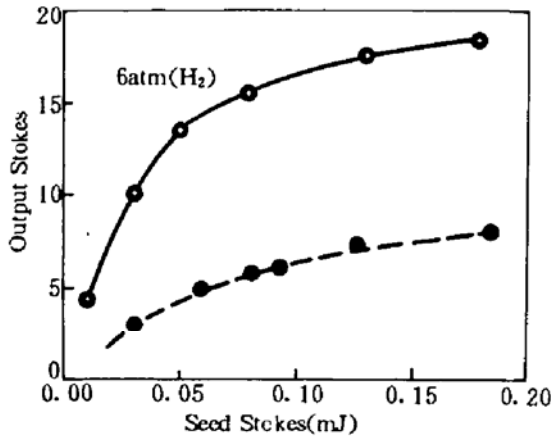


Fig. 5 Input-output performance of the Raman amplifier with two pump beams (solid, 150 mJ) and with only one pump beam (dashed, 75 mJ)

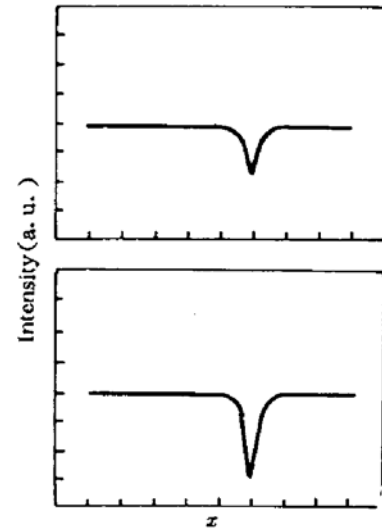


Fig. 6 Measured far field beam profile without (upper) and with (low) amplification in the Raman amplifier. The x scale = 0.5 mm/div

实验中我们用示波器观察了放大前后的 Stokes 及泵浦脉冲时序包络。泵浦光被耗尽的同时, Stokes 光被放大, 而其脉宽基本不变(约 10ns)。图 6 是测得的 Stokes 远场分布, 图 6 上半部分是入射 Stokes 远场分布, 下半部分是放大的 Stokes 远场分布。放大前后 Stokes 光的远场分布没有变化。在图 3 中 $M_4 \sim M_6$ 的光路中插入一片 1 mm 厚的石英片并将其磨毛使泵浦激光畸变, 此时的泵浦激光发散角约 $100 \times DL$, 而 Stokes 光发散角约 $1.5 \times DL$, 能量转换效率最大为 13%, 因而激光聚焦亮度提高约 3000 倍。

5 讨 论

前向拉曼放大器可以在高转换效率下获得高增益, 这是因为用来放大的泵浦光能量与被放大的 Stokes 光束同时交叠传播。但是放大自发辐射的生长将限制最大增益。自发拉曼散射放大项 (I_s) 的微分由两部分组成

$$\frac{dI_s}{dz} = \left(\frac{dI_s}{dz} \right)_{sp} + \left(\frac{dI_s}{dz} \right)_{st} \quad (11)$$

右边第一项是自发辐射项, 第二项是受激散射项。

$$\left(\frac{dI_s}{dz} \right)_{sp} = I_p \rho_N \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) \Delta\Omega \quad (12a)$$

$$\left(\frac{dI_s}{dz} \right)_{st} = \gamma I_p I_s \quad (12b)$$

$$\gamma = \frac{2\lambda_s^3}{hc} \cdot \frac{\rho_N}{\pi A v_R} \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (12c)$$

$$\frac{dI_s}{dz} = \gamma I_p \left(I_s + \frac{hc A v_R \Delta\Omega}{\lambda_s^3} \right) \quad (13)$$

$\Delta\Omega$ 为有效拉曼介质长度内光子的散射立体角。(13) 式中 I_s 远大于后一项, $I_s(0) =$

$(hc/\lambda_s^3)\nu_R A\Omega$ 。很明显, $I_s(0)$ 是所有模式中只含一个光子的激光光强, 为自发辐射项。要抑制自发辐射的作用, 入射的 Stokes 信号的强度必须足够大, 从而在自发辐射被放大之前充分抽取泵浦能量。典型情况下, $\lambda_s = 353 \text{ nm}$, $\Delta\nu_R = 5 \times 10^8 \text{ Hz}$, $A\Omega = 10^{-3} \text{ sr}$, 得到自发辐射强度为 $I_s(0) = 0.2 \text{ MW/cm}^2$, 比典型的输出能量 (10 MW/cm^2) 小约 $\exp(25)$ 倍。因此从理论上讲, 自发辐射的影响是可以忽略的, 但在实际情况中由于拉曼池两端窗口的反射 (尤其是未镀增透膜的平板每块约 8% 的反射), 很容易引起自振的产生, 即使反馈小到只有 0.1%。因此入射的 Stokes 信号必须工作在饱和区, 而放大器的级增益相应变小。如果在高能量泵浦光条件下采用非聚焦泵浦形式, 级增益可以有较大的提高。

自发辐射是否受到抑制可通过以下方法进行验证。通过测量衍射极限 Stokes 的能量增益随泵浦光耗尽能量的曲线, 如果其斜率接近量子效率 ν_s/ν_p , 则自发辐射过程受到抑制。如图 7 所示, 圆点为实验点。

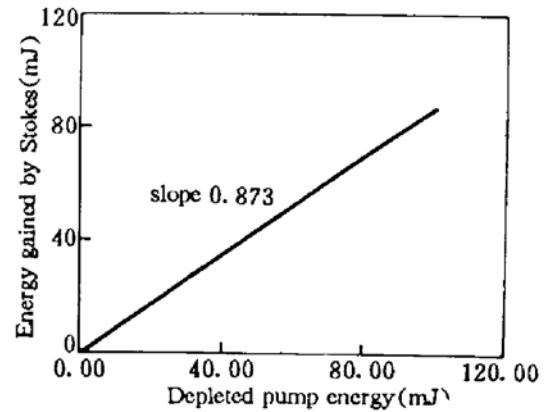


Fig. 7 Energy balance in the Raman power amplifier

参 考 文 献

- 1 楼祺洪, 霍芸生, 董景星等. 准分子激光束的拉曼整形. 光学学报, 1988, 8(6): 502~508
- 2 叶震寰, 楼祺洪, 向世清等. 斜入射泵浦拉曼放大特性研究. 中国激光, 1994, 21(4): 274
- 3 J. Goldhar, J. R. Murry. Intensity Averaging and Four-wave Mixing Raman Amplifiers. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1982, QE-18: 399~409
- 4 J. P. Partanen, M. J. Shaw. High-power Forward Raman Amplifiers Emnlvong Low-pressure Gases in Light Guides. I. Theory and Applications. *J. Opt. Soc. Am.*, 1986, B3: 1374~1389
- 5 R. L. Carman, F. Shimizu, C. S. Wang *et al.*. Theory of Stokes Puls Shapes in Transient Stimulated Raman Scattering. *Phys. Rev.*, 1970, A2: 60~72
- 6 W. K. Bischel, G. Black. In Excimer Laser, EDS. C. K. Rhodes, H. Egger, J. Plummer, New York: American Institute of Physics, 1983. 181~187
- 7 A. Owyong. High-resolution CW Stimulated Raman Spectroscopy in Molecular Hydrogen. *Opt. Lett.*, 1978, 2(4): 91~93
- 8 Y. Taira, K. Ide, H. Takuma. Accurate Measurement of the Pressurre Broadening of the ν_1 Raman Line of CH_4 in the 1~50 atm Region by Inverse Raman Spectroscopy. *Chem. Phys. Lett.*, 1982, 91(4): 299~302
- 9 J. R. Murry, J. Goldhar, D. Eimerl *et al.*. Raman Pulse Compression of Excimer Lasers for Application to Laser Fusion. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1979, QE-15: 324
- 10 叶震寰, 楼祺洪, 丁爱臻等. 准分子激光拉曼种子源的优化研究. 强激光与粒子束, 待发表

Research on Raman Combination with Two Abberated Pump Beams

Ye Zhenhuan Lou Qihong Xiang Siqing Dong Jingxing Wei Yunrong

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai 201800)

Abstract We have investigated Raman beam combination to improve the beam quality of a

XeCl excimer laser. It was verified theoretically that the near diffraction-limited Stokes light could be obtained with aberrated pump beams. The selection of Raman gas media was then discussed on steady and transient pump pulse conditions. Experimentally, we studied the Raman combining in H_2 with two pump beams. The near diffraction-limited Stokes light was amplified intensely with unchanged far field distribution, resulting in a brightness increase of 3000 times. Finally we discussed the amplified spontaneous emission in a Raman amplifier.

Key words Raman combination, excimer laser

掺钛蓝宝石可调谐激光器在 980 nm 连续输出功率达 650 mW

我们在改进生长工艺和晶体后处理条件的基础上,掺钛蓝宝石晶体质量又有了很大的提高,研制成功的连续掺钛蓝宝石可调谐激光器在的红外波段激光输出功率等技术指标有了新的突破。采用氩离子激光(488 nm 和 514 nm 全线)泵浦,激光棒的尺寸为 $4 \times 4 \times 21 \text{ mm}^3$,吸收系数为 $\alpha_{514} = 1.18 \text{ cm}^{-1}$,品质因数为 $FOM = 235$,腔体为 Z 形折迭驻波腔,激光波长由石英双折射滤光片调谐。当泵浦激光功率为 10 W 时,掺钛蓝宝石激光在 $\lambda = 980 \text{ nm}$ 波长处连续输出功率达 650 mW,泵浦阈值振荡功率为 3.2 W,斜率效率为 11%,系统光-光转换效率(输出功率/输入功率)达 0.65%,裸腔振荡时掺钛蓝宝石激光输出线宽约 0.04 nm。腔内插单块双折射晶体后,激光线宽为 0.02 nm,输出光束为单模高斯分布,输出功率不稳定性小于 2%。在激光输出波长为 $\lambda = 1015 \text{ nm}$ 和 1030 nm 处,连续激光输出功率分别为 650 mW 和 110 mW,泵浦阈值振荡功率是 5.4 W 和 6.3 W,斜率效率为 8% 和 3%,系统光-光转换效率分别为 0.35% 和 0.11。用一套腔片调谐时,可调谐范围为 880~1050 nm。

(中国科学院上海光机所 张 强 乔景文 邓佩珍

中国科技大学物理系 孙晓泉 明 海 谢建平

收稿日期:1994 年 10 月 19 日)