

聚焦参量对受激喇曼散射 转换效率的影响

袁一风 楼祺洪 祁建平 魏运荣 丁爱臻 董景星

(中国科学院上海光机所)

提要: 本文导出了任意聚焦光泵浦时受激喇曼散射转换效率的表达式; 分析了聚焦参量对转换效率的影响; 指出应根据泵浦功率水平确定聚焦方式, 并给出实验例证。

Effects of focusing parameters on conversion efficiency of stimulated Raman scattering

Yuan Yifeng, Lou Qihong, Qi Jianping, Wei Yunrong, Ding Aizhen, Dong Jinxing

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

Abstract: The expression for conversion efficiency of the stimulated Raman scattering pumped by a focusing laser beam is deduced in this paper. The effects of focusing parameters on the conversion efficiency are analyzed, the calculated result shows that the optimum focusing parameters were related to the pumping power intensity. Our recent experimental results are in agreement with the above analyses.

一、引言

由于氢气具有最大的喇曼位移和高的喇曼增益, 其受激喇曼散射已进行了广泛的研究。近几年, 人们利用这个特点, 实现了将紫外波段的准分子激光向蓝绿光波段的转换^[1,2]。

受激喇曼散射实验室中, 泵浦光束截面光强的分布和注入喇曼介质池的方式是影响散射过程转换效率的主要因素之一。D.

von der Linde 等人的研究表明^[3], 截面光强均匀分布的准直光束泵浦时, 只要泵浦功率足够高, 泵浦光能全部转换成任意阶斯托克斯光, 而截面光强呈高斯分布的准直光束泵浦时, 不可能实现百分之百的转换。在准分子激光的受激喇曼散射实验中, 由于激光器输出功率的限制(1~10MW), 特别是其较大的发散角的限制(~2mrad), 总是采用聚焦泵浦方式。为此, 我们研究了一个截面光强为高斯分布的激光束, 聚焦注入给定长度的

收稿日期: 1985年3月25日。

喇曼介质池, 聚焦参量(聚焦光束腰斑半径、聚焦光束在喇曼池入射窗口的光斑半径与腰斑半径的比)对受激喇曼散射转换效率的影响。

二、理论分析

为使理论分析简单, 只考虑一阶斯托克斯光, 忽略高阶斯托克斯光和反斯托克斯光, 并且不考虑混频过程。运动微分方程组为

$$\frac{\partial I_s}{\partial z} = g_s I_p I_s \quad (1a)$$

$$\frac{\partial I_p}{\partial z} = -\frac{\omega_p}{\omega_s} g_s I_p I_s \quad (1b)$$

式中 I_p 、 I_s 分别为泵浦光和斯托克斯光光强, ω_p 、 ω_s 是其频率, g_s 是小信号喇曼增益系数, z 是光束传播方向坐标, 见图 1。斯托克斯光强解为

$$I_s(z) = \frac{I_p(-L/2)}{\frac{\omega_p}{\omega_s} + \frac{I_p(-L/2)}{I_s(-L/2)} e^{-G(z)}} \quad (2)$$

式中 $G(z) = g_s I_p(-L/2)z$, $I_p(-L/2)$ 、 $I_s(-L/2)$ 是介质池注入端 ($z = -L/2$) 的泵浦光和斯托克斯光强, 以下分别记为 I_p^{in} 、 I_s^{in} 。 L 是介质池长度。

设初始斯托克斯光具有高斯光束形式, 即

$$I_s(z) = I_{s0} \left(\frac{W_{s0}}{W_s} \right)^2 \exp\left(-2\left(\frac{r}{W_s}\right)^2\right) \quad (3a)$$

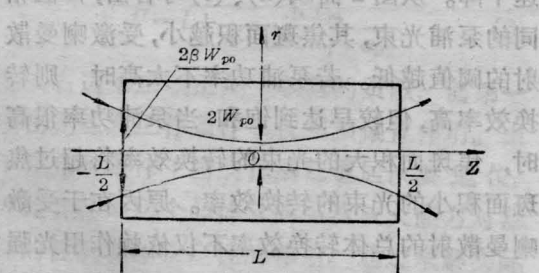


图 1 理论模型图

L —喇曼介质池长度; W_{p0} —泵浦光束腰斑半径

$$W_s = W_{s0} \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda_s}{\pi W_{s0}^2} z\right)^2} \quad (3b)$$

I_{s0} 是池中心光强, r 是径向坐标, W_s 、 W_{s0} 分别为光斑半径和腰斑。为描述任意的聚焦泵浦光束, 我们借用高斯光束形式。但光斑变化规律由聚焦程度决定, 即设

$$I_p(z) = I_{p0} \left(\frac{W_{p0}}{W_p} \right)^2 \exp\left(-2\left(\frac{r}{W_p}\right)^2\right) \quad (4a)$$

I_{p0} 为池中心光强, W_p 、 W_{p0} 分别为光斑半径和腰斑, 它们之间的关系为:

$$W_p = W_{p0} \sqrt{1 + (z/z_0)^2} \quad (4b)$$

z_0 由聚焦程度决定。设在介质池输出输入端处 ($z = \pm L/2$), 光斑半径为腰斑的 β 倍, 即

$$W_p(\pm L/2) = \beta W_{p0} \quad (5)$$

则有

$$z_0 = (L/2) / \sqrt{\beta^2 - 1} \quad (6)$$

记 p_s^{in} 、 p_s^{out} 为斯托克斯光的注入和输出功率, p_p^{in} 为泵浦光的泵浦功率, 有

$$\begin{aligned} p_p^{in} &= 2\pi \int_0^\infty I_p^{in} r dr \\ &= \frac{\pi}{2} I_{p0} W_{p0}^2 \quad (7) \end{aligned}$$

$$p_s^{out} = 2\pi \int_0^\infty I_s^{out} r dr$$

数值计算时可取积分上限为 $W_s(L/2)$,

$$\begin{aligned} p_{ss}^{out} &\approx 2\pi \int_0^{W_s(L/2)} I_s^{out} r dr \\ &= 2\pi \int_0^{W_s(L/2)} \frac{I_p^{in} r dr}{\frac{\omega_p}{\omega_s} + \frac{I_p^{in}}{I_s^{in}} \exp(-g_s I_p^{in} L)} \end{aligned}$$

利用 (3a)、(4)、(5), 可从上式推出

$$\begin{aligned} p_s^{out} &= p_p^{in} \\ &\times \int_0^{\alpha_0} \frac{e^{-\alpha} d\alpha}{\frac{\omega_p}{\omega_s} + \sigma \frac{I_{p0}}{I_{s0}} \exp(-\alpha x - \mu G_0 e^{-\alpha})} \end{aligned}$$

式中 $G_0 = g_s I_{p0} L$,

$$\left. \begin{aligned} \alpha_0 &= \frac{2}{\beta^2} \left[\frac{W_s \left(-\frac{L}{2} \right)}{W_{p0}} \right]^2 \\ \sigma &= \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{W_s \left(-\frac{L}{2} \right)}{W_{s0}} \right]^2 \\ \alpha &= 1 - \left[\beta \frac{W_{p0}}{W_s \left(-\frac{L}{2} \right)} \right]^2 \\ \mu &= \frac{1}{\beta^2} \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

而受激喇曼散射的能量转换效率

$$\eta = \frac{p_s^{out} - p_s^{in}}{p_p^{in}}$$

因为 $p_s^{out} \gg p_s^{in}$ 总是可以成立, 所以

$$\begin{aligned} \eta &\approx \frac{p_s^{out}}{p_p^{in}} \\ &= \int_0^{\alpha_0} \frac{e^{-\alpha} d\alpha}{\frac{\omega_p}{\omega_s} + \sigma \frac{I_{p0}}{I_{s0}} \exp(-\alpha\omega - \mu G_0 e^{-\alpha})} \end{aligned} \quad (9)$$

高斯光束泵浦是上面结果的一个特例。即当条件

$$z_0 = \pi W_{p0}^2 / \lambda_p \quad (10)$$

成立时。此条件使 β 与 W_{p0} 不再是相互独立, 彼此的关连是:

$$\beta = \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda_p L}{2\pi W_{p0}^2} \right)^2} \quad (11)$$

对典型的实验, $\lambda_p = 3 \times 10^{-5}$ cm, $L = 100$ cm, $W_{p0} = 0.2$ cm, 因为

$$\left(\frac{\lambda_p L}{2\pi W_{p0}^2} \right)^2 \approx 10^{-4}$$

所以 $\beta \approx 1$ 。这一结果的物理意义是, 高斯光束泵浦情形近似可用截面光强呈高斯分布的准直光束泵浦情形代替。在(8)式中令

$$W_p = W_{p0},$$

$$W_s = W_{s0},$$

$$\beta = 1$$

得

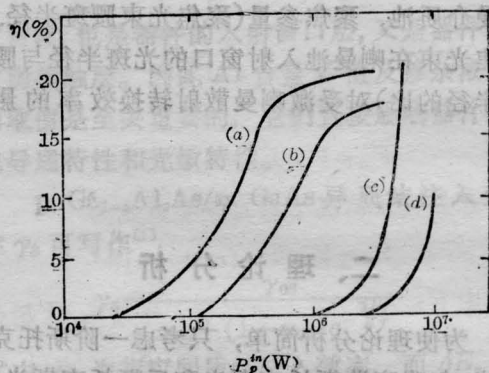


图2 聚焦泵浦方式中, 参量 β 和 W_{p0} 对转换效率的影响

$L = 100$ cm; (a) $\beta = 3$, $W_{p0} = 0.05$ cm; (b) $\beta = 5$, $W_{p0} = 0.05$ cm; (c) $\beta = 3$, $W_{p0} = 0.2$ cm; (d) $\beta = 5$, $W_{p0} = 0.2$ cm

$$\left. \begin{aligned} \alpha_0 &= 2 \left(\frac{W_{s0}}{W_{p0}} \right)^2 \\ \sigma &= 1 \\ \alpha &= 1 - \left(\frac{W_{p0}}{W_{s0}} \right)^2 \\ \mu &= 1 \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

(12) 和 (9) 式给出的就是用截面光强呈高斯分布的准直光束泵浦时受激喇曼散射的转换效率。

图2给出了上述理论结果的计算曲线。参量 β 表征聚焦程度, 对一定长的介质池, β 越大, 聚焦长度越短。焦斑半径 W_{p0} 的大小不但取决于聚焦长度, 还与入射于聚焦透镜上的泵浦光的发散角有关。发散角越小, 采用的聚焦透镜焦距越短, 则焦斑尺寸越小。从图3可以看出, 焦斑半径相同时, 随 β 增大, 受激喇曼散射的阈值迅速增大, 转换效率迅速下降。从图2曲线(a)、(c)可看出, β 值相同的泵浦光束, 其焦斑面积越小, 受激喇曼散射的阈值越低。若泵浦功率不太高时, 则转换效率高, 但较早达到饱和; 当泵浦功率很高时, 焦斑面积大的光束的转换效率将超过焦斑面积小的光束的转换效率。原因在于受激喇曼散射的总体转换效率不仅依赖作用光强度, 还依赖于相互作用体积。当泵浦功率不太高时, 转换效率随泵浦强度的非线性增长

是主要的, 焦斑越小, 泵浦功率密度越高, 转换效率就越高; 而当泵浦功率很高时, 焦斑面积大的光束的相互作用体积增长很快, 使总体转换效率大大提高。因此, 给定泵浦源和散射介质池后, 究竟应采用长焦距泵浦方式还是短焦距泵浦方式, 应视具体泵浦功率水平而定。

三、实验

实验装置如图 3, 泵浦光源 L 是 XeCl 准分子激光器, 输出光斑 $2 \times 2 \text{ cm}^2$, 脉宽约 85 ns, 以高压氢气为喇曼介质, 氢气压力在 $0 \sim 17 \text{ atm}$ 内可调, 本实验中保持 17 atm 不变。氢气池由不锈钢管制成, 长为 100 cm。

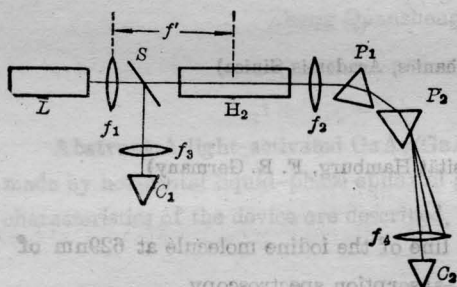


图 3 实验装置图

L —XeCl 准分子激光器; H_2 —高压氢气池;
 $f_1 \sim f_4$ —石英透镜; P_1, P_2 —石英三角棱镜;
 C_1, C_2 —能量计; S —石英平板; f' —焦距
 (焦点位于氢气池中心)

调节池的位置, 使泵浦光束聚焦于池中心。 f_1, f_2, f_3, f_4 均为石英透镜, f_2 起准直作用。 P_1, P_2 为石英三角棱镜, C_1, C_2 为能量计。我们研究了两种不同焦距(f')情况下, 转换效率随泵浦光功率的变化规律, 结果示于图 4。焦距、焦斑面积和 β 值均由实验测得。两种焦

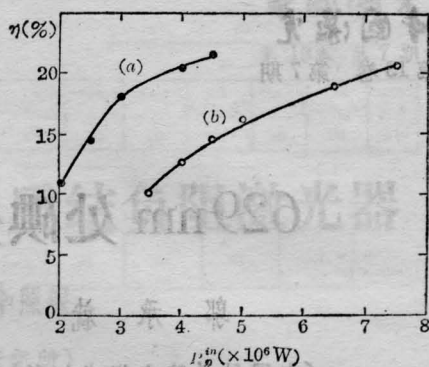


图 4 转换效率随泵浦功率的实验变化曲线

$L=100 \text{ cm}$ (a) $f'=140 \text{ cm}$, $W_{p0}=0.2 \text{ cm}$, $\beta=3$;
 (b) $f'=100 \text{ cm}$, $W_{p0}=0.15 \text{ cm}$, $\beta=4$

长下, 焦斑面积差别很小, β 值的差异的影响是主要的。从图中看出, 焦长长(β 值小)的光束转换效率高, 与图 2 的理论结果相符。

四、结论

一般地说, 泵浦光功率不太高时, 以选择大 β 小 W_{p0} 为宜, 这相应于短焦距泵浦方式, 而泵浦光功率很高时, 以选择小 β 大 W_{p0} 为宜, 这相应于长焦距泵浦方式。准直泵浦方式是长焦距泵浦方式当焦距趋于无穷大时的极限情形。

本工作在王之江教授指导下完成, 谨致谢意。

参考文献

- [1] D. W. Trannor et al.; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1982, **QE-18**, 1929.
- [2] R. Burnham et al.; *Opt. Lett.*, 1978, **3**, 215.
- [3] D. von der Linde et al.; *Phys. Rev.*, 1969, **178**, 11.