

# KrF 准分子激光泵浦 H<sub>2</sub> 受激喇曼散射

吴 涛 俞 明 王 淦 昌

(中国原子科学研究院, 北京 102413)

**提要** 利用 KrF 激光泵浦高压 H<sub>2</sub>, 产生受激喇曼散射(SBS), 得到时间宽被压缩的 Stokes 光和 Anti-Stokes 光, 一阶 Stokes 光的发散角被压缩到泵浦光的 1/3。研究了缓冲气体对 Stokes 光转换效率的影响。

**关键词** 受激喇曼散射, H<sub>2</sub>, KrF 激光

## Stimulated Raman scattering of H<sub>2</sub> pumped by KrF laser

Wu Tao, Yu Ming, Wang Ganchang

(Institute of Atomic Energy of China, Beijing 102413)

**Abstract** Stimulated Raman scattering is observed when high-pressure H<sub>2</sub> is pumped by KrF laser. The Stokes beams and anti-Stokes beams are compressed. The first Stokes beam is 1/3 of that of the pumping beam. And the effect of buffer gas on conversion efficiency of Stokes beams is studied.

**Key words** stimulated Raman scattering, H<sub>2</sub>, KrF laser

## 1 引 言

目前 KrF 激光已成为惯性约束核聚变(ICF)驱动器的有力竞争者<sup>[1]</sup>。但电子束泵浦 KrF 激光有其自身的缺点,在几十到几百纳秒的电子束脉冲泵浦下其激光最佳输出强度为  $(\gamma - 1)I_{sat}$ <sup>[2]</sup>,  $\gamma$  为介质的增益—损耗比  $(g/\alpha)$ ,  $I_{sat}$  为饱和强度。典型的输出强度一般被限制在  $10 \text{ MW} \cdot \text{cm}^{-2}$  的范围内,虽然增加口径和延长脉冲时间宽度可以产生更大的能量,但将使 KrF 激光光束质量变得更差,如发散角大,能量分布不均匀和相干性差。为解决这一问题,人们对受激喇曼散射这一非线性过程进行了深入研究,利用它来改善光束质量,提高光束功率密度。受激喇曼散射不仅具有转换效率高,通过喇曼整形改善光束光学品质,压缩时间宽度的特点<sup>[3]</sup>,而且通过单束技术能将光束质量差的泵浦激光(248 nm)能量转移到光束质量好的 Stokes 光上,从而获得理想的光源。本文介绍了受激喇曼散射的实验装置、实验结果和分析。

## 2 实验装置

实验所用的泵浦光源是放电泵浦 KrF 准分子激光器,采用  $M = 6$  的非稳腔,激光为自由振荡输出,  $\lambda = 248 \text{ nm}$ ,  $\Delta\lambda \approx 0.5 \text{ nm}$ , 能量约 130 mJ, 发散角为 0.3 mrad, 光斑为  $0.8 \times 2.2 \text{ cm}^2$  的矩形光斑。用来作为振荡器的喇曼池为长 110 cm 的不锈钢管,窗口为不镀膜的石英片,通光口径为 3 cm, 充以 99.99% 的高纯 H<sub>2</sub>。激光器输出光束用  $f = 160 \text{ cm}$  的石英透镜聚焦,焦点处的光功率密度远大于  $50 \text{ MW} \cdot \text{cm}^{-2}$ 。喇曼池的输出光束经棱镜分光后再经柱面镜聚焦,则可在屏幕上观察 SRB 的谱线分布,或用能量计测量各级 Stokes 光的能量,或用 GD51 光电管接收,在快速示波器上观察其波形。实验装置如图 1 所示。

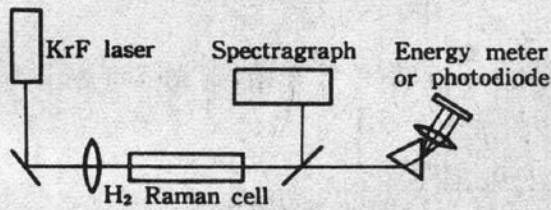


Fig. 1 Experimental arrangement of SRS

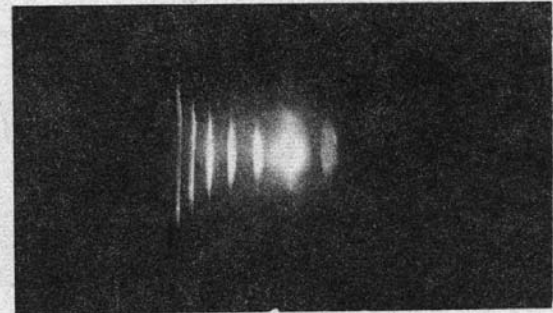


Fig. 2 Pattern of SRB

## 3 实验结果和分析

### 3.1 散射光谱

在 H<sub>2</sub> 中主要的跃迁线来自  $J = 1$  能级的 Q(1) 线,  $4155 \text{ cm}^{-1}$  的喇曼频移将产生波长为 277 nm 的 1 阶 Stokes 光和若干级高阶 Stokes 光及 Anti-Stokes 光。当 H<sub>2</sub> 压力为 8 atm 时,喇曼散射的前向线宽小于  $1.0 \text{ cm}^{-1}$  FWHM。在这种情况下, SRS 显然属于宽带泵浦。用  $\alpha = 60^\circ$  的色散棱镜分光在 200~650 nm 之间观察到 2 条 Anti-Stokes 线和 6 条 Stokes 线,第 6 级 Stokes 光为红光,如图 2 所示。采用 GD51 光电管和快速示波器检测到的泵浦光信号和 Stokes 光信号的时间波形由图 3 给出。可以看出 1 阶 Stokes 光的前沿和后沿都明显地小于泵浦光,脉冲时间宽度被压缩到 46 ns。从输入泵浦光和输出泵浦光的图形可以看到, Stokes 光的能量对应于两个图形差部分,即泵浦光能量耗尽部分。其它各阶 Stokes 光和 Anti-Stokes 光的时间宽度由表 1 给出。

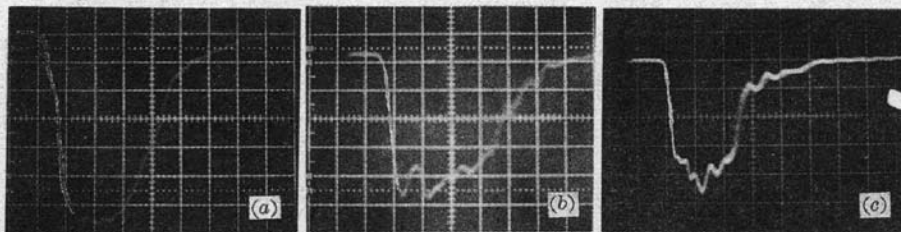


Fig. 3 Photodiode trace. (a)  $P_{in}$ ; (b)  $P_{out}$ ; (c)  $S_1$  (20 ns/div)

### 3.2 转换效率

表 1 列出了各阶 Stokes 光的转换效率,其中 1 阶 Stokes 光转换效率最高,达 21.4%。用同样的汇聚透镜,但将喇曼池改为 60 cm 长时,1 阶 Stokes 光转换效率下降。

Table 1

	Exper. value	Pulse width	Conversion efficiency		Pulse width (FWHM)	Conversion efficiency
$P$	248.0 nm	65 ns		$S_4$	44 ns	
$S_1$	277.0 nm	46 ns	21.4%	$AS_1$	40 ns	2.5%
$S_2$	312.9 nm	44 ns	19.7%	$AS_2$	38 ns	
$S_3$	349.2 nm	44 ns	4.9%	Overall conversion efficiency		>48.7%

在 SRS 振荡器中,由于无外注入源,放大是由自发辐射信号开始,则光强可表示为(按 1 阶 Stokes 光计算)

$$I_s(z) = \frac{1}{N} \frac{I_s(0) \exp[\gamma I_p(0) z]}{1 + (\omega_p/\omega_s)(1/N)[I_s(0)/I_p(0)] \exp[\gamma I_p(0) z]} \quad (1)$$

$$I_s(0) = (h\nu_s/\lambda_s^2) \Delta\nu_R \Delta\Omega \quad (2)$$

其中  $N$  为 KrF 激光的模式数,在本实验条件下, $N$  大约为  $2.5 \times 10^4$ 。 $z$  为泵浦光功率密度高于阈值区域的长度,即有效泵浦长度, $\Delta\Omega$  为泵浦光束所对应的立体角。

在本实验中,取下列近似值:  $\Delta\nu_R = 10^9$  Hz,  $\lambda_s = 277$  nm,  $\Delta\Omega \approx 10^{-3}$  SR, 则  $I_s(0) \approx 1$  mW/cm<sup>2</sup>。为估算长度  $z$  对转换效率的影响,取两种情况,当喇曼池长度为 110 cm 时, $z_1$  大约为 80 cm,这时入射泵浦光功率密度为  $I_p(0) \approx 80$  MW/cm<sup>2</sup>;当喇曼池长度为 60 cm 时, $z_2$  大约为 40 cm,这时  $I_p(0) = 80$  MW/cm<sup>2</sup>。在 H<sub>2</sub> 气压为 8 atm 时, $\gamma \approx 10^{-8}$  cm W<sup>-1</sup>[1], 则  $I_s(z_1) = 4.47 \times 10^7$  W/cm<sup>2</sup>,  $I_s(z_2) = 2.19 \times 10^6$  W/cm<sup>2</sup>。可见在泵浦光强达到阈值以上时,较长的激活区有助于获得高的转换效率。

### 3.3 1 阶 Stokes 光的发散角

将喇曼池输出光束中的泵浦光成份和 2 阶 Stokes 光滤掉,用一组透镜将光束准直,形成近似的平行光束,可测量其发散角。用同一个透镜  $L$ ,  $f = 20$  cm,测量泵浦光束和 1 阶 Stokes 光束焦斑的大小,后者焦斑的线度为前者的 1/3,由此可知,1 阶 Stokes 光的发散角是泵浦光发散角的 1/3。

### 3.4 高阶 Stokes 光的产生

振荡器中高阶 Stokes 光的产生影响了 1 阶 Stokes 光的转换效率,2 阶 Stokes 光的来源有两,即 1 阶 Stokes 光泵浦的 2 阶 Stokes 光和四波混频过程形成的 2 阶 Stokes。1 阶 Stokes 光泵浦的 2 阶 Stokes 光由(3)式表示。

$$I_{2s}(z) = I_{2s}(0) \exp[\gamma_{2s} \int I_s(z) dz] \quad (3)$$

$\gamma_{2s}$  是 2 阶 Stokes 光的增益系数。而四波混频过程形成的 2 阶 Stokes 光可表示为

$$K_p + K_{2s} = 2K_s \quad (4)$$

该过程的增长比前者快得多。四波混频过程导致更高阶 Stokes 光可用类似的公式表示:

$$K_{ns} = K_{(n-1)s} - (K_p - K_s) \quad (5)$$

近似解得第  $n$  阶 Stokes 光的匹配角为

$$Q_{ns} = [(n_p + n_{ns} - n_s - n_{(n-1)s}) \cos \theta_{(n-1)s}] / n_{ns} \quad (6)$$

其中  $n_p, n_{ns}$  分别是泵浦光和各阶 Stokes 光的折射率。由于折射率与光子能量成近似线性关系, 由(6)式可推得高阶 Stokes 光的匹配角大于低阶 Stokes 光的匹配角。

图 4 是用普通玻璃滤掉紫外光后拍摄的环形光斑, 紫光(4 阶 Stokes 光)在内, 绿光(5 阶 Stokes 光)在外, 它们的张角大约为  $0.5^\circ \sim 0.7^\circ$  和  $0.7^\circ \sim 1^\circ$ 。当泵浦光比较强时, 甚至可以看到红光(6 阶 Stokes 光)。

### 3.5 H<sub>2</sub> 压力和惰性气体对 Stokes 光转换效率的影响

喇曼介质的增益系数可表示为

$$\gamma(\nu) = \frac{\rho_s \lambda_s^2}{h\nu_s} S(\nu) \frac{\partial \sigma}{\partial \Omega} \quad (7)$$

其中  $\rho_s$  为介质的密度,  $S(\nu)$  为归一化线型函数,  $(\partial \sigma / \partial \Omega)$  为散角截面。从(7)式可以看出, 介质增益系数与粒子数密度成正比。H<sub>2</sub> 气压越高, 粒子数密度越大。因此在不太高的气压下 SRS 增益系数随气压增加而增加。但一、二、三阶 Stokes 光增益系数不完全相同, 这会影响到它们各自的转换效率。图 5(a) 是泵浦光能量为 130 mJ 时的实验结果。很明显, 在低气压(2 atm 左右)时,  $\eta_{s_1}$  远大于  $\eta_{s_2}$  和  $\eta_{s_3}$ , 所以降低气压是减小高阶 Stokes 光比例的一种方法。

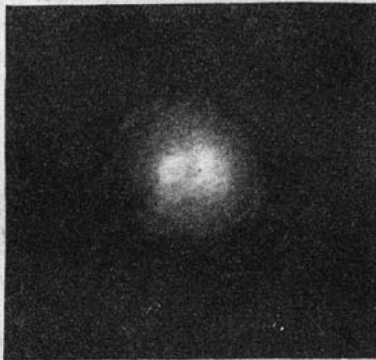


Fig. 4 Ring pattern

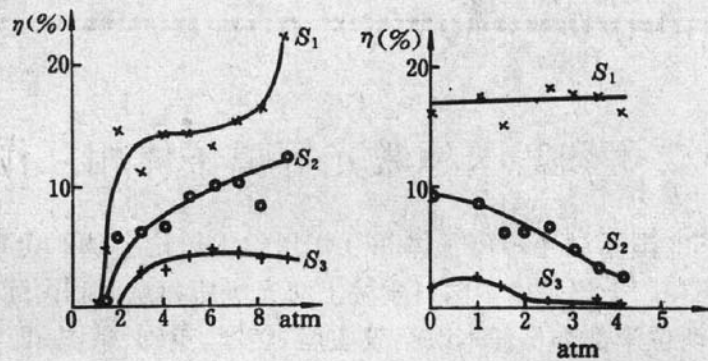


Fig. 5

- (a) Dependence of efficiency on H<sub>2</sub> pressure;
- (b) Dependence of efficiency on Ar pressure (6 atm. H<sub>2</sub>)

在 KrF 激光光束净化中, 高阶 Stokes 光和 Anti-Stokes 光的产生是应该受到抑制的, 一方面是由于它们消耗了泵浦光能量, 降低了  $S_1$  的转换效率, 另一方面, 它们的形成使光束中掺入了其它频率的光, 这也是应该避免的。

Table 2

	Conversion efficiency $\eta_{s_1}$	Conversion efficiency $\eta_{s_2}$	Conversion efficiency $\eta_{s_3}$	Conversion efficiency $\eta_{s_n}$
Ar	17.2%	8.7%	2.3%	1.1%
H <sub>2</sub>	12.6%	4.3%	1.9%	1.6%
Ne	13.2%	3.1%	1.3%	0.7%
纯 H <sub>2</sub>	16.0%	9.4%	1.9%	1.0%

惰性气体在许多物理过程中充当缓冲气体<sup>[4]</sup>, 在此我们对它们在 H<sub>2</sub> 的 SRS 过程中所起的作用进行了初步研究。表 2 列出了 Ar、Ne、He 三种气体充当缓冲气体的实验结果, 其分压比

为  $\text{Ar}(\text{Ne, He}) : \text{H}_2 = 1 : 6 \text{ atm}$ 。很明显,它们都具有压缩  $\eta_{s_2}, \eta_{s_3}$  的能量。

当  $\text{H}_2$  压力保持在 6 atm, 泵浦光能量为 130 mJ 时, Ar 气压与  $\eta_{s_1}, \eta_{s_2}, \eta_{s_3}$  的关系曲线由图 5 (b) 给出。随着 Ar 分压的增加,  $\eta_{s_2}, \eta_{s_3}$  迅速减小, 当 Ar 压力为 5 atm 时,  $\eta_{s_2}, \eta_{s_3}$  都小于 3%, 远远低于  $\eta_{s_1}$ , 而  $\eta_{s_1}$  基本保持不变。从 Ar 的光谱可以知道, Ar 在 2 阶 Stokes 光和 3 阶 Stokes 光波处没有强吸收峰, 因此  $\eta_{s_2}, \eta_{s_3}$  减小的主要原因不是 Ar 对这两种波长光的吸收。我们认为 Ar 很可能参与了 SRS 的物理过程。

洪润生、黄莉红、游澜同志参加了本课题的方案讨论和部分实验工作, 王乃彦、单玉生、王效军同志对本课题的研究给予了大力支持和帮助, 在此表示衷心的感谢。

### 参 考 文 献

- 1 J. P. Partanen, M. J. Shaw, *J. Opt. Soc. Am.*, **B3**(10), 1374(1986)
- 2 M. J. Shaw, *Appl. Phys.*, **B30**, 5(1983)
- 3 J. R. Murray, J. Goldhar *et al.*, *IEEE J. Quant. Elect.*, **QE-15**, 342(1979)
- 4 Qihong Lou, *J. Appl. Phys.*, **66**(6), 15(1989)

---

## 92' 国际激光等离子体相互作用学术讨论会

92' 国际激光等离子体相互作用学术讨论会(92' ISLPI)于 1992 年 11 月 9 日至 12 日在上海召开。会议是由中国科学院上海光机所和意大利国际理论物理中心联合主办, 王之江和徐至展两位学部委员任本次会议主席, 美国、英国、俄国、日本、印度、韩国、泰国、马来西亚、中国等国的 60 多名科学家出席会议, 他们当中有许多是本领域的国际知名科学家和学术带头人。

会议讨论的主要议题包括激光核聚变和 X 射线激光。会上发表论文 55 篇, 其中邀请报告 15 篇, 口头报告 20 篇, 张贴报告 20 篇。这些报告反映了目前国际上激光等离子体相互作用研究的最新进展, 交流了各自在激光等离子体相互作用研究领域中的经验和成果。近年来我国在激光等离子体相互作用研究领域已取得了很大进步, 某些成果已处于国际领先水平, 比如复合泵浦软 X 射线激光研究、激光与物质相互作用的非线性光学问题研究等, 在国际上都有很大的影响, 在这次国际学术会议上也得到了高度的评价。

(纪 钟)