

文章编号: 0253-2239(2005)08-1105-6

# 三倍频 Nd:YAG 激光抽运氧气中的受激拉曼和布里渊散射\*

冷 静 沙国河\*\* 花晓清 杨何平 张存浩

(中国科学院大连化学物理研究所分子反应动力学国家重点实验室, 大连 116023)

**摘要:** 报道了三倍频脉冲 Nd:YAG 激光(355 nm)在两种不同带宽模式下抽运氧气中受激拉曼散射(SRS)和受激布里渊散射(SBS)的实验研究。在宽带(约  $1 \text{ cm}^{-1}$ )抽运模式下,只测到了前向受激拉曼散射,而没有观察到后向散射,其一级和二级斯托克斯最大能量转换效率可达 22%和 8%。在窄带(约  $0.003 \text{ cm}^{-1}$ )模式下,前向、后向受激拉曼散射和受激布里渊散射都测量到了,但大部分抽运能量都转换到受激布里渊散射,其转换效率可达 67%。测量了两种带宽模式下各散射组分在它们最佳转换时的波形;窄带情况下后向受激拉曼散射和受激布里渊散射的脉宽分别可压窄至 1.5 ns 和 2.3 ns,不到抽运脉宽的三分之一,使得受激布里渊散射峰值功率可大大高于抽运功率。对氧气中前向、后向受激拉曼散射和受激布里渊散射之间的竞争进行了讨论。

**关键词:** 非线性光学;受激拉曼散射;受激布里渊散射;Nd:YAG 激光;氧气

中图分类号: O437 文献标识码: A

## Stimulated Raman and Brillouin Scattering in Oxygen Pumped by a Nd:YAG Laser at 355 nm

Leng Jing Sha Guohe Hua Xiaoqing Yang Heping Zhang Cunhao

(State Key Laboratory of Molecular Reaction Dynamics, Dalian Institute of Chemical Physics, The Chinese Academy of Sciences, Dalian 116023)

**Abstract:** Experimental results of reported stimulated Raman scattering (SRS) and stimulated Brillouin scattering (SBS) in oxygen pumped by a pulsed Nd:YAG laser at 355 nm in two different bandwidth cases are reported. In broad band ( $\sim 1 \text{ cm}^{-1}$ ) case, only forward SRS was measured while backward scattering was not observed. Maximum energy conversion efficiencies of 22% and 8%, respectively for the first and second Stokes, were obtained. In narrow band ( $\sim 0.003 \text{ cm}^{-1}$ ) case, both forward and backward SRS and SBS were observed, but most of input pump energy was converted to SBS with conversion efficiency of 67%. The pulse shapes of various scattering components were measured in these two cases. In narrow band case the pulse width for backward SRS and SBS were respectively narrowed to 1.5~2.3 ns, no more than 1/3 of input pump pulse width, so SBS peak power was much larger than that of pump laser. The competition among forward and backward SRS and SBS in oxygen was discussed.

**Key words:** nonlinear optics; stimulated Raman scattering; stimulated Brillouin scattering; Nd:YAG laser; oxygen

## 1 引 言

高压气体中的受激拉曼散射(SRS)和受激布里渊散射(SBS)已经得到广泛的研究和应用。受激拉曼散射常用于对激光进行波长转换以产生新波长的相干辐射<sup>[1]</sup>;而受激布里渊散射则广泛用于激光的

光束整形和脉宽压缩<sup>[2,3]</sup>。然而由于氧气的拉曼增益比较低,目前关于它的受激拉曼散射实验报道仍然比较少;而其受激布里渊散射的实验研究则更是未见报道。但利用氧气的受激拉曼散射来进行波长转换仍有其独特意义,例如可使碘激光从  $1.315 \mu\text{m}$

\* 国家 863 激光技术领域(2003AA822160)和中国科学院科研知识创新工程领域前沿项目(DICP K2000E4)资助课题。

作者简介: 冷 静(1979~),男,博士研究生,主要从事气体介质中的受激拉曼散射研究。

\*\* 通信联系人。E-mail: ghsha@dicp.ac.cn

收稿日期: 2004-08-26; 收到修改稿日期: 2004-12-27

变换到  $1.65 \mu\text{m}$  附近,而这一波段是更优良的大气窗口,可避免强激光在大气传输中因水蒸气吸收而产生的热晕效应。Lempert 等<sup>[4,5]</sup>用倍频 Nd:YAG 激光器( $532 \text{ nm}$ ,带宽约  $1 \text{ cm}^{-1}$ )研究了氧气中的受激拉曼散射,在单通道拉曼池中仅获得了约 6% 的能量转换效率;并提到当抽运激光工作在窄带模式时没有斯托克斯转换出现,他们指出主要是来自受激布里渊散射的竞争阻止了受激拉曼散射达到阈值,但没有作进一步研究。郑义等<sup>[6]</sup>用倍频 Nd:YAG 激光器( $532 \text{ nm}$ )研究了高压工业用氧气及氧-氮混合气体中的受激拉曼散射,探讨了如何抑制氧气中二级斯托克斯产生的问题;吴峰等<sup>[7]</sup>对氧气受激拉曼散射的热传导过程进行了数值模拟,实验上用序列脉冲倍频 YAG 激光器研究了氧气中受激拉曼散射的热效应问题,观察到拉曼激光的脉冲个数最多为 3 个,且脉冲幅值依次下降。

在本文中,我们使用三倍频 Nd:YAG 激光器( $355 \text{ nm}$ )在两种不同带宽模式下对单通道拉曼池中氧气的受激拉曼散射和布里渊散射及它们间的竞争作了进一步的研究。

## 2 实验装置

实验装置如图 1 所示,抽运光为 Continuum 公司的 PR118000 型脉冲 Nd:YAG 激光器的三倍频输出,激光脉宽  $7 \text{ ns}$ ,光束直径  $9 \text{ mm}$ ,发散角  $0.45 \text{ mrad}$ ,重复频率  $10 \text{ Hz}$ ;激光器可在宽带模式(带宽约  $1 \text{ cm}^{-1}$ )或窄带模式(带宽约  $0.003 \text{ cm}^{-1}$ )下工作。拉曼池为长  $185 \text{ cm}$ 、内径  $26 \text{ mm}$  的不锈钢管,两端

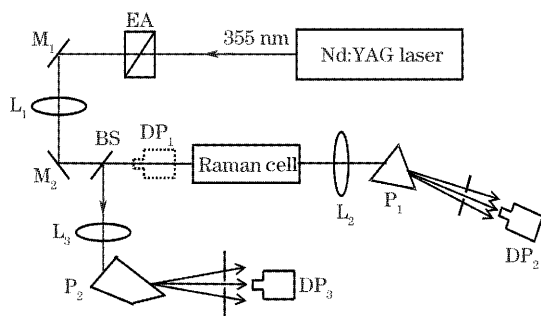


图 1 受激拉曼散射和受激布里渊散射实验装置。L<sub>1</sub>~L<sub>3</sub>: 透镜;EA:能量衰减器;M<sub>1</sub>,M<sub>2</sub>:355 nm 反射镜;BS: 双色分束片;P<sub>1</sub>,P<sub>2</sub>:棱镜;DP<sub>1</sub>~DP<sub>3</sub>:能量测量点

Fig.1 Experimental setup of SRS and SBS. L<sub>1</sub>~L<sub>3</sub>: lens; EA: energy attenuator; M<sub>1</sub>, M<sub>2</sub>: 355 nm reflection mirror; BS: dichroic beam-splitter; P<sub>1</sub>, P<sub>2</sub>: prism; DP<sub>1</sub>~DP<sub>3</sub>: energy detection positions

装有  $10 \text{ mm}$  厚的石英窗口;聚焦透镜 L<sub>1</sub> 的焦距为  $160 \text{ cm}$ ,焦点离拉曼池的入射窗口约  $100 \text{ cm}$ 。实验中入射抽运光与拉曼池窗口不完全垂直,以便分开后向散射光和来自窗口反射的抽运光。双色分束片 BS(对  $355 \text{ nm}$  透过率为 85%,对  $375 \text{ nm}$  反射率为 90%)用于后向散射的测量。前向输出光束经透镜 L<sub>2</sub> 准直后由棱镜 P<sub>1</sub> 色散分开,包括剩余抽运光 S<sub>0</sub>、一级斯托克斯 S<sub>1</sub>、二级斯托克斯 S<sub>2</sub>、三级斯托克斯 S<sub>3</sub> 和一级反斯托克斯 AS<sub>1</sub>,分别在 DP<sub>2</sub> 处的相应位置测量。后向散射光束由透镜 L<sub>3</sub> 准直后经棱镜 P<sub>2</sub> 色散分开,包括后向一级斯托克斯 BS<sub>1</sub> 和受激布里渊散射 BS<sub>2</sub>,分别在 DP<sub>3</sub> 处的相应位置测量。入射抽运能量在拉曼池前 DP<sub>1</sub> 处测量。本实验中所有的能量测量使用的是同一个功率计(Molelectron, PM500A),它在可见和紫外波段有相同的响应。

## 3 实验结果

### 3.1 宽带抽运模式

在宽带模式下,只测到前向受激拉曼散射,后向散射(包括受激拉曼散射和受激布里渊散射)没有测到。图 2 显示了  $2.5 \text{ MPa}$  纯氧中前向各级拉曼组分(包括 AS<sub>1</sub>、S<sub>0</sub>、S<sub>1</sub>、S<sub>2</sub> 和 S<sub>3</sub>)的能量转换效率随入射抽运能量的变化。随着抽运能量增加,各级拉曼组分的转换效率开始增加较快,然后逐渐变慢;当能量超过  $75 \text{ mJ}$  后,S<sub>1</sub> 和 S<sub>2</sub> 分别稳定在 22% 和 8% 附近,而剩余抽运光 S<sub>0</sub> 为 58%。实验测得产生 S<sub>1</sub> 的阈值抽运能量约为  $25 \text{ mJ}$ 。当 S<sub>1</sub> 达到  $2 \text{ mJ}$  时,S<sub>2</sub>

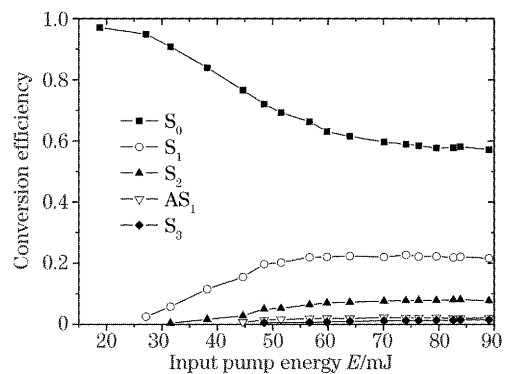


图 2 宽带模式下氧气中各级拉曼组分(S<sub>0</sub>,S<sub>1</sub>,S<sub>2</sub>,S<sub>3</sub> 和 AS<sub>1</sub>)在  $2.5 \text{ MPa}$  压力下的能量转换效率随入射抽运能量的变化

Fig.2 Residual pump ratio (S<sub>0</sub>) and energy conversion efficiencies of first Stokes (S<sub>1</sub>), second Stokes (S<sub>2</sub>), third Stokes (S<sub>3</sub>) and first anti-Stokes (AS<sub>1</sub>) in O<sub>2</sub> versus input pump energy for a given pressure of  $2.5 \text{ MPa}$  in the broad band case

出现; $S_2$  达到 2.5 mJ 时, $S_3$  出现;这显然都是由于四波混频(FWM)作用产生的。因为受激拉曼散射增益系数随斯托克斯波长增加而减少,级联受激拉曼散射产生  $S_2$  和  $S_3$  的阈值应该比  $S_1$  的还要高。实验中,我们观察到随着压力的增加, $S_2$  和  $S_3$  的光斑形状由圆形向环形变化,这是由于四波混频过程需要满足相位匹配条件的结果。

图3给出了入射抽运能量为 73.6 mJ 时 0.8~4 MPa 纯氧中前向各级拉曼组分的能量转换效率。 $S_1$ 、 $S_2$  和  $S_3$  开始随压力的增加而上升,约在 2.4 MPa 下达到最大值,然后随压力的进一步增加而下降。高压氧气下受激拉曼散射转换效率的下降似乎和其增益系数的压力依赖性相矛盾,但可以用热透镜效应来加以解释。由于随着气体压力的增加,其热扩散系数将变小,受激拉曼散射中的热透镜效应及其引起的光束发散在高压下也将变得更加严重,这会明显降低抽运光和斯托克斯光的功率密度,从而降低受激拉曼散射的增益。为了证实这种解释,我们还进行了脉冲频率为 2 Hz 的受激拉曼散射实验,发现与图 3 中实验结果不同的是,2 Hz 情况下氧气中受激拉曼散射的转换效率在 4 MPa 压力范围内一直随压力的增加而增加,且高压下(大于 2.2 MPa)受激拉曼散射转换效率比 10 Hz 情况下的要高,有力地证实了热透镜效应对受激拉曼散射转换的消极影响。从图 2 和图 3 可以看出, $S_1$  和  $S_2$  的最大能量转换效率分别可达 22% 和 8%,这比 Lempert 等<sup>[4]</sup> 和郑义等<sup>[6]</sup> 使用倍频 Nd:YAG 激光

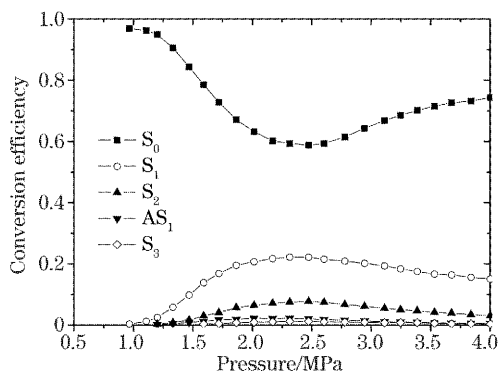


图 3 宽带模式下氧气中各级拉曼组分( $S_0$ ,  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $S_3$  和  $AS_1$ )在入射抽运能量为 73.6 mJ 时的能量转换效率随气压力的变化

Fig. 3 Residual pump ratio ( $S_0$ ) and energy conversion efficiencies of first Stokes ( $S_1$ ), second Stokes ( $S_2$ ), third Stokes ( $S_3$ ), and first anti-Stokes ( $AS_1$ ) in  $O_2$  versus pressure for a pump energy of 73.6 mJ in the broad band case

器(532 nm)得到的  $S_1$  最大值(6%)要高一些。图 4 给出了对应图 3 中 2.5 MPa 压力条件下测得各拉曼组分的波形和入射抽运光波形;图中所有波形都是在同一位置测量的,纵坐标给出了它们的绝对功率。从图中可测得  $S_1$  和  $S_2$  的脉宽(FWHM)分别约为 6 ns 和 5 ns,稍小于入射抽运光脉宽(7 ns)。

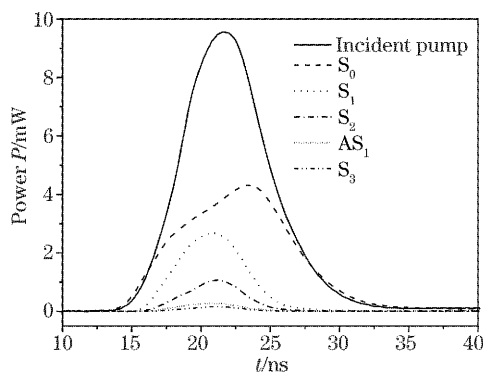


图 4 宽带模式下实验测量的入射抽运光和氧气中各级拉曼组分( $S_0$ ,  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $S_3$  和  $AS_1$ )的脉冲波形

Fig. 4 Measured waveforms for incident pump, residual pump ( $S_0$ ) and those for the corresponding first Stokes ( $S_1$ ), second Stokes ( $S_2$ ), third Stokes ( $S_3$ ), and first anti-Stokes ( $AS_1$ ) in the broad band case

### 3.2 窄带抽运模式

在窄带模式下,抽运激光器通过种子注入方法工作在单纵模状态,因而线宽很窄(约  $0.003 \text{ cm}^{-1}$ )。和 Lempert 等<sup>[4]</sup> 用 532 nm 激光作抽运源的情况不同,在我们的窄带 355 nm 实验中,前向、后向一级斯托克斯和受激布里渊散射都观察到了。图 5 和图 6 分别显示了纯氧中各散射组分(包括  $S_0$ 、 $S_1$ 、 $BS_1$  和  $BS_2$ )的能量转换效率随入射抽运能量和氧气压力的变化。窄带模式下大部分的抽运能量都转换到了受激布里渊散射光束上,其最大能量转换效率(也称反射率)可达 67%;而前向受激拉曼散射转换效率变得非常小,其最大效率不到 4%,且一直低于后向受激拉曼散射转换效率。关于前向和后向受激拉曼散射间的竞争我们将在下一节进行详细讨论。图 5 中前向和后向受激拉曼散射转换效率一直随着入射抽运能量的增加而增加,而受激布里渊散射转换效率经过初始的上升并在 61 mJ 的抽运能量处达到最大值后,开始随着抽运能量的进一步增加而缓慢下降。这可能是受激拉曼散射与受激布里渊散射之间竞争的结果, Jones 等<sup>[8]</sup> 在研究甲烷的受激布里渊散射时也观察到了类似现象。他们利用受激布里渊散射增益的瞬态演变理论解释了这一现象:由于受激拉曼散射声子(光学声子)寿命远小于受激布里渊散射声子

寿命,受激拉曼散射能够比受激布里渊散射更快达到稳态,并在抽运脉冲的早期获得比受激布里渊散射更大的增益。故受激布里渊散射在达到稳态前需要一段赶超时间来使其增益超过受激拉曼散射增益,增加抽运能量将增加这个赶超时间,从而增加受激拉曼散射转换效率和降低受激布里渊散射效率。

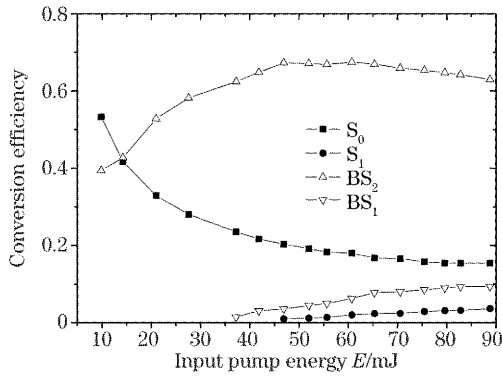


图 5 窄带模式下氧气中各散射组分( $S_0$ ,  $S_1$ ,  $BS_1$  和  $BS_2$ ) 在 3 MPa 压力下的能量转换效率随入射抽运能量的变化

Fig. 5 Residual pump ratio ( $S_0$ ) and energy conversion efficiencies of forward SRS ( $S_1$ ), backward SRS ( $BS_1$ ), and backward SBS ( $BS_2$ ) in  $O_2$  versus input pump energy for a given pressure of 3 MPa in the narrow band case

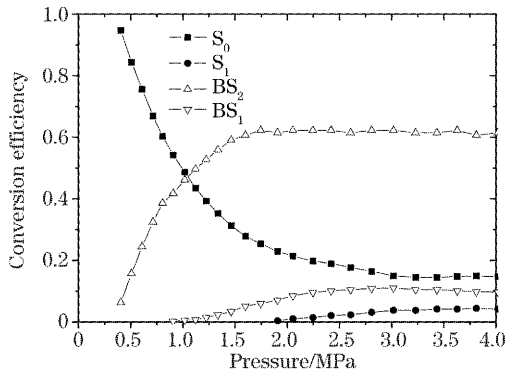


图 6 窄带模式下氧气中各散射组分( $S_0$ ,  $S_1$ ,  $BS_1$  和  $BS_2$ ) 在入射抽运能量为 73.6 mJ 时的能量转换效率随气体压力的变化

Fig. 6 Residual pump ratio ( $S_0$ ) and energy conversion efficiencies of forward SRS ( $S_1$ ), backward SRS ( $BS_1$ ), and backward SBS ( $BS_2$ ) in  $O_2$  versus pressure for pump energy of 73.6 mJ in the narrow band case

图 7 给出了对应图 6 中 3 MPa 压力条件下测量到的各散射组分的波形和入射抽运光波形。图中后向散射的波形是在同一位置测的,而前向散射的波形是在另一位置测的,且这两测量点离它们各自

出射窗口的距离相等;纵坐标给出了各散射组分的绝对功率。从图中可得到后向受激拉曼散射和受激布里渊散射的脉宽(FWHM)分别约为 1.5 ns 和 2.3 ns,比入射抽运脉宽要窄得多;且受激布里渊散射波形中有一个明显的“拖尾”现象。正是由于后向散射的脉宽压窄,导致了受激布里渊散射的峰值功率(15 MW)比入射抽运功率(10 MW)还要高,在下一节我们将对此作进一步讨论。比较图中入射抽运光和受激布里渊散射的脉冲峰值位置,我们发现 A 点比 B 点要早约 3 ns,表明受激布里渊散射波形中的峰值 A 点在拉曼池中心与入射抽运波相遇的不是其峰值 B 点,而应该是与 A 点同时刻的 C 点。由于光通过拉曼池的时间大约为 6 ns,我们可推断受激布里渊散射的峰值 A 点与入射抽运波的峰值 B 点应该是相遇在离入射窗口(相对抽运光而言)1/4 池长处。由于受激布里渊散射峰值在拉曼池中心是与入射抽运波前半部分的 C 点相遇的,或者说受激布里渊散射峰值与抽运波峰值是在池的前半部分相遇的,这就使得受激布里渊散射波形的上升沿比下降沿要陡峭些,导致形成“拖尾”现象。

### 4 讨 论

上述实验结果表明抽运线宽对氧气中前向和后向受激拉曼散射以及受激布里渊散射间的竞争有着很大的影响:宽带抽运模式下只产生前向受激拉曼散射,后向散射都被压制了;而窄带模式下前向受激拉曼散射被抑制了,后向散射占绝对优势,特别是受激布里渊散射获得了非常高的转换效率。很明显,

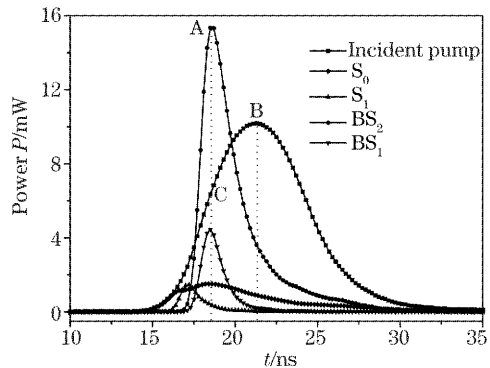


图 7 窄带模式下实验测量的入射抽运光和氧气中各散射组分( $S_0$ ,  $S_1$ ,  $BS_1$  和  $BS_2$ ) 的脉冲波形

Fig. 7 Measured waveforms for incident pump and residual pump ( $S_0$ ) and those for forward SRS ( $S_1$ ), backward SRS ( $BS_1$ ), and backward SBS ( $BS_2$ ) in the narrow band case

抽运线宽的减少可以增强后向散射的转换效率,同时相应地抑制了前向受激拉曼散射转换效率。这主要是因为抽运线宽对前向与后向受激拉曼散射和受激布里渊散射的增益系数有不同的影响。

对于前向受激拉曼散射,若忽略气体介质很小的色散,则其稳态增益系数( $g_{FR}$ )与抽运线宽无关,可以表示为<sup>[9,10]</sup>

$$g_{FR} = \frac{8\pi c N}{n^2 \hbar \omega_s^3 \Delta\nu_R} \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right), \quad (1)$$

式中  $N$  为散射介质的分子数密度,  $\omega_s$  为斯托克斯角频率,  $d\sigma/d\Omega$  为微分拉曼散射截面,  $\Delta\nu_R$  为拉曼线宽(单位为  $\text{cm}^{-1}$ ), 它是由散射介质引起的加宽, 与抽运线宽无关。而对于后向受激拉曼散射, 其稳态增益系数( $g_{BR}$ ) 正比于抽运线型和拉曼线型的卷积; 设抽运线宽为  $\Delta\nu_P$ , 则  $g_{BR}$  可由下式近似给出<sup>[10,11]</sup>:

$$g_{BR} = \frac{8\pi c N}{n^2 \hbar \omega_s^3 (\Delta\nu_P + \Delta\nu_R)} \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right), \quad (2)$$

比较(1)式和(2)式可以发现:对于同一个受激拉曼散射系统,抽运线宽的减少能够增加后向受激拉曼散射的增益系数,但对前向受激拉曼散射增益系数

表 1 两种不同带宽情况下 2 MPa 和 4 MPa 压力氧气中前向、后向受激拉曼散射和受激布里渊散射的增益系数

Table 1 Calculation of the gain coefficients of SBS  $g_B$ , forward SRS  $g_{FR}$  and backward SRS  $g_{BR}$  in oxygen respectively at 2 and 4 MPa pressure for two different pump linewidths

Pump linewidth/ $\text{cm}^{-1}$	Pressure /MPa	$\Delta\nu_R^a/\text{cm}^{-1}$	$\Delta\nu_B^b/\text{cm}^{-1}$	$g_{FR}/(\text{cm}/\text{GW})$	$g_{BR}/(\text{cm}/\text{GW})$	$g_B/(\text{cm}/\text{GW})$
1	2	1.65	0.0053	$6.31 \times 10^{-2}$	$3.93 \times 10^{-2}$	$8.05 \times 10^{-3}$
	4	1.50	0.0027	$1.39 \times 10^{-1}$	$8.32 \times 10^{-2}$	$1.61 \times 10^{-2}$
0.003	2	1.65	0.0053	$6.31 \times 10^{-2}$	$6.30 \times 10^{-2}$	$9.72 \times 10^{-1}$
	4	1.50	0.0027	$1.39 \times 10^{-1}$	$1.38 \times 10^{-1}$	2.84

a); The data of Raman line width  $\Delta\nu_R$  in  $\text{O}_2$  from [13]; b); The value of Brillouin line width  $\Delta\nu_B$  is calculated according to Eq. (5)

对于氧气,我们可根据文献[5]推算出抽运波长为 355 nm 时的微分拉曼散射截面( $d\sigma/d\Omega = 3.69 \times 10^{-30} \text{ cm}^2/\text{Sr}$ );而其电致伸缩系数也可由(4)式和文献[12]估算得到( $\gamma_e = 5.57 \times 10^{-3} \cdot p/\text{MPa}$ ,其中  $p$  为气体压力)。表 1 列出了我们根据(1)式~(3)式计算的两种不同带宽和压力下的氧气中前向与后向受激拉曼散射和受激布里渊散射的增益系数。从这个表中可以清楚地看出:宽带抽运情况下前向受激拉曼散射增益系数比后向散射增益系数要大得多;而窄带情况下受激布里渊散射增益系数变强并远大于受激拉曼散射增益系数。而且对于后向散射而言,其增益长度依赖于抽运激光的相干长度,增加激光线宽会缩短其相干长度;宽带模式下后向散射的增益长度会大大缩短,甚至短于抽运光束的共焦参量<sup>[4]</sup>。这就可以很好地解释我们实验中宽带模式下只测量到前向受激拉曼散射而窄带模式下大

却没有影响。

对于后向受激布里渊散射,若抽运线宽为  $\Delta\nu_P$ , 则其稳态增益系数( $g_B$ ) 可表示为<sup>[9,10]</sup>

$$g_B = \frac{2\pi\nu_B^2(\gamma_e)^2}{c^4 n \nu \rho_0 (\Delta\nu_P + \Delta\nu_B)}, \quad (3)$$

式中  $\nu_B$  为布里渊散射光的频率,  $c$  为光速,  $\nu$  为声速,  $\rho_0$  和  $n$  分别为散射介质的密度和折射率,  $\gamma_e$  为电致伸缩系数, 它有如下近似公式<sup>[3]</sup>:

$$\gamma_e = \rho_0 \left( \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \right)_T \approx 2(n-1), \quad (4)$$

布里渊线宽  $\Delta\nu_B$  (单位为  $\text{cm}^{-1}$ ) 由声学声子寿命决定, 它可由下式给出<sup>[9,10]</sup>:

$$\Delta\nu_B = \frac{2\eta n^2 \omega_P^2}{\pi \rho_0 c^3}, \quad (5)$$

式中  $\eta$  为介质的粘度,  $\omega_P$  为抽运光角频率。从(3)式我们可以看出,抽运线宽的变窄也能增加后向受激布里渊散射的增益系数。一般情况下,布里渊线宽  $\Delta\nu_B$  远小于拉曼线宽  $\Delta\nu_R$  (见表 1), 因此抽运线宽的变化对受激布里渊散射增益系数的影响要比对后向受激拉曼散射的影响大得多。

表 1 两种不同带宽情况下 2 MPa 和 4 MPa 压力氧气中前向、后向受激拉曼散射和受激布里渊散射的增益系数

Table 1 Calculation of the gain coefficients of SBS  $g_B$ , forward SRS  $g_{FR}$  and backward SRS  $g_{BR}$  in oxygen respectively at 2 and 4 MPa pressure for two different pump linewidths

Pump linewidth/ $\text{cm}^{-1}$	Pressure /MPa	$\Delta\nu_R^a/\text{cm}^{-1}$	$\Delta\nu_B^b/\text{cm}^{-1}$	$g_{FR}/(\text{cm}/\text{GW})$	$g_{BR}/(\text{cm}/\text{GW})$	$g_B/(\text{cm}/\text{GW})$
1	2	1.65	0.0053	$6.31 \times 10^{-2}$	$3.93 \times 10^{-2}$	$8.05 \times 10^{-3}$
	4	1.50	0.0027	$1.39 \times 10^{-1}$	$8.32 \times 10^{-2}$	$1.61 \times 10^{-2}$
0.003	2	1.65	0.0053	$6.31 \times 10^{-2}$	$6.30 \times 10^{-2}$	$9.72 \times 10^{-1}$
	4	1.50	0.0027	$1.39 \times 10^{-1}$	$1.38 \times 10^{-1}$	2.84

a); The data of Raman line width  $\Delta\nu_R$  in  $\text{O}_2$  from [13]; b); The value of Brillouin line width  $\Delta\nu_B$  is calculated according to Eq. (5)

部分抽运能量却转换到受激布里渊散射的现象。

应该指出的是,表 1 中窄带模式下后向受激拉曼散射的增益系数仍然没有超过前向受激拉曼散射,且后向受激拉曼散射中抽运光与斯托克斯光的相互作用长度要比前向受激拉曼散射的短;然而在上一节中我们发现,窄带模式下后向受激拉曼散射的转换效率却比前向受激拉曼散射还要强。这主要是因为局部抽运光强对前向和后向两方向上受激拉曼散射增益有着不同的贡献<sup>[14]</sup>。对于前向散射,由于其斯托克斯光与抽运光基本同速前进,与它相互作用的抽运光随着光束传输而逐渐损耗,且其任意时刻获得的功率都是由同时刻的入射抽运功率转化过来的,故前向斯托克斯峰值功率不可能超过入射抽运光;而对于后向散射,其斯托克斯遭遇的都是损耗较少或基本未损耗的抽运光,且其某一时刻获得的功率是来源于各个不同时刻抽运光所作贡献的总

和,因而其峰值功率可以超过抽运光,这也解释了我们在图 7 中后向受激布里渊散射峰值功率超过入射抽运功率的现象。也正是由于后向散射具有把不同时刻抽运功率转化到后向斯托克斯峰值附近的这种能力,导致了后向散射可以压窄脉宽<sup>[15]</sup>。因此在窄带模式下(此时它们增益系数几乎相等),由于局部抽运光强的贡献差异是完全有可能导致后向受激拉曼散射的转换效率更高。特别是在我们的窄带实验中,由于受激布里渊散射转换效率比较高,抽运光的损耗也就比较大,因而受激拉曼散射在向前与向后两方向上获得的增益差别也就更加明显。注意图 7 中前向受激拉曼散射波形,我们发现它只在抽运脉冲的早期阶段产生了一个突起,而在入射抽运脉冲的波峰区域反而消失了。这表明此时受激布里渊散射已经损耗了大量的抽运能量,使得前向受激拉曼散射达不到阈值;而后向受激拉曼散射和受激布里渊散射以相同速度向后传播,遭遇的是完全相同的未损耗抽运光,只不过因其增益系数比较小才使它获得的转换效率比受激布里渊散射小,但比前向受激拉曼散射效率要大得多。

## 5 结 论

本文用脉冲三倍频 Nd:YAG 激光对单通道氧气拉曼池中的受激拉曼散射和受激布里渊散射进行了研究;测量了两种不同带宽模式下各种受激拉曼散射和受激布里渊散射光束的转换效率对抽运光能量和氧气压力的依赖性以及它们各自在最佳转换时的波形。实验获得前向一级和二级斯托克斯以及后向受激布里渊散射的最高转换效率分别为 22%、8%和 67%。通过对实验结果的分析表明,抽运线宽对前向和后向受激拉曼散射以及受激布里渊散射间的竞争有着很大的影响:宽带抽运激光适合于产生前向受激拉曼散射,而窄带抽运激光适合于后向受激散射,特别是适合于产生受激布里渊散射。

## 参 考 文 献

1 Zhiping Chu, Upendra N. Singh, Thomas D. Wilkerson.

- Multiple Stokes wavelength generation in H<sub>2</sub>, D<sub>2</sub>, and CH<sub>4</sub> for lidar aerosol measurements [J]. *Appl. Opt.*, 1991, **30**(30): 4350~4357
- 2 Lü Zhiwei, Liu Li, He Weiming *et al.*. Generation of high-quality tunable-duration pulses by phase conjugating mirror[J]. *Acta Optica Sinica*, 2000, **20**(3): 389~394 (in Chinese)  
吕志伟,刘莉,何伟明等. 利用相位共轭镜产生高质量宽度可调脉冲[J]. *光学学报*, 2000, **20**(3): 389~394
- 3 R. Fedosejevs, A. A. Offenberger. Subnanosecond pulses from a KrF laser pumped SF<sub>6</sub> Brillouin amplifier[J]. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1985, **21**(10): 1558~1562
- 4 W. R. Lempert, B. Zhang, R. B. Miles *et al.*. Stimulated Raman scattering and coherent anti-Stokes Raman spectroscopy in high-pressure oxygen[J]. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1990, **7**(5): 715~721
- 5 Barry Zhang, Walter R. Lempert, R. B. Miles *et al.*. Efficient vibrational Raman conversion in O<sub>2</sub> and N<sub>2</sub> cells by use of superfluorescence seeding[J]. *Opt. Lett.*, 1993, **18**(14): 1132~1134
- 6 Zheng Yi, Yao Jianquan, Zhu Shaoming *et al.*. Stimulated Raman scattering in oxygen or oxygen-helium mixing gas pumped by a Q-switch frequency doubled Nd:YAG laser[J]. *Acta Optica Sinica*, 1995, **15**(11): 1594~1597 (in Chinese)  
郑义,姚建铨,朱少明等. 调 Q 倍频 Nd:YAG 激光抽运氧气和氧氦混合气体的受激拉曼散射[J]. *光学学报*, 1995, **15**(11): 1594~1597
- 7 Wu Feng, Shi Xiangchun, Wang Xueli *et al.*. Stimulated Raman scattering in oxygen pumped by train pulse frequency doubled Nd:YAG laser[J]. *Acta Optica Sinica*, 1997, **17**(3): 275~278 (in Chinese)  
吴峰,施翔春,王学礼等. 序列脉冲倍频 YAG 激光器抽运的氧气受激拉曼散射研究[J]. *光学学报*, 1997, **17**(3): 275~278
- 8 D. C. Jones, M. S. Mangir, D. A. Rockwell *et al.*. Stimulated Brillouin scattering gain variation and transient effects in a CH<sub>4</sub>: He binary gas mixture[J]. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1990, **7**(10): 2090~2096
- 9 W. Kaiser, M. Maier. Stimulated Rayleigh, Brillouin and Raman spectroscopy[C]. F. T. Arecchi, E. O. Schulz-Dubois. *Laser Handbook* (Vol. 2), Amsterdam: North Holland Publishing Company, 1972. 1077~1150
- 10 V. Nassisi, A. Pecoraro. Stimulated Brillouin and Raman scattering for the generation of short excimer laser pulses[J]. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1993, **29**(9): 2547~2552
- 11 J. R. Murray, J. Goldhar, A. Szoke. Backward Raman gain measurements for KrF laser radiation scattered by CH<sub>4</sub> [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1978, **32**(9): 551~553
- 12 Bartels J, Borchers H, Hausen H *et al.*. *Landolt-Bornstein Zahlenwert und Funktionen* [M]. Berlin: Springer-Verlag, 1962. 6-871~6-889
- 13 T. Dreier, G. Schiff, A. A. Suvernev. Collisional effects in Q branch coherent anti-Stokes Raman spectra of N<sub>2</sub> and O<sub>2</sub> at high pressure and high temperature[J]. *J. Chem. Phys.*, 1994, **100**(9): 6275~6289
- 14 Young Soo Choi. Asymmetry of the forward and backward Raman gain coefficient at 1.54 μm in methane[J]. *Appl. Opt.*, 2001, **40**(12): 1925~1930
- 15 J. R. Murray, Julius Goldhar, Darid Eimerl *et al.*. Raman pulse compression of excimer lasers for application to laser fusion[J]. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1979, **15**(5): 342~368