

# 单纵模 Nd :YAG 激光泵浦 H<sub>2</sub> 气中的受激喇曼散射\*

花晓清, 冷静, 杨何平, 沙国河\*\*, 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:** 用单纵模 Nd :YAG 激光(波长 1.06  $\mu\text{m}$ , 脉宽 9 ns, 线宽 0.003  $\text{cm}^{-1}$ )泵浦氢气中的受激喇曼散射, 产生很强的后向一级斯托克斯. 当泵浦能量为 120 mJ, 压力为 1.5 MPa H<sub>2</sub> 时, 后向和前向喇曼的光子转化效率分别为 66% 和 15%, 而在 4 MPa 时两个数值分别为 46% 和 39%. 由于后向喇曼与前向喇曼和泵浦光的传播方向相反, 二者的相互竞争产生了张弛振荡, 使得后向和前向喇曼的时间波形都分裂为两个峰, 后向喇曼的两个峰都被压窄到 1 ns, 使峰值功率达到了泵浦光功率的二倍, 这在前向喇曼是不可能的. 而且后向喇曼的光束质量要大大优于泵浦光和前向喇曼的光束质量, 在 4 MPa H<sub>2</sub> 和脉冲重复频率为 10 Hz 时, 喇曼过程的放热使前向喇曼的光束质量变坏, 但对后向喇曼的光束质量影响不大. 计算表明, 该实验条件下受激喇曼过程没有达到稳态, 所有实验结果都可以而且只能用相关的瞬态受激喇曼理论解释.

**关键词:** Nd :YAG 激光; H<sub>2</sub> 气中受激喇曼散射; 喇曼脉冲张弛振荡

中图分类号: O437.3

文献标识码: A

## Stimulated Raman Scattering in H<sub>2</sub> Pumped by a Single Longitudinal Mode Nd :YAG\*

Hua Xiaoping, Leng Jing, Yang Heping, Sha Guohe\*\*, Zhang Cunhao

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

**Abstract** Strong backward first Stokes (BS) in H<sub>2</sub> is observed when a single longitudinal mode fundamental frequency Nd :YAG laser (1.06  $\mu\text{m}$ , pulsed width about 9 ns, linewidth 0.003  $\text{cm}^{-1}$ ) is used as the pump source. Using a pump energy of 120 mJ, photon conversion efficiency of FS and BS was determined to be 66% and 15% respectively in 1.5 MPa H<sub>2</sub>, while in 4.0 MPa H<sub>2</sub> the respective values are 46% and 39%. Due to their propagation in opposite directions, there is tension between FS and BS, which leads to a relaxation of the oscillation that splits both FS and BS pulses into two peaks, with the BS pulses being narrowed to about 1 ns. Surprisingly, the BS peak power reaches twice that of the pump, which can never happen in the FS case. Furthermore, the beam quality of BS is much better than that of both FS and pump. At 4 MPa of H<sub>2</sub> pressure and a 10 Hz cycle rate, the thermal release of the Raman process deteriorates the FS beam quality, without noticeably affecting that of BS. According to this calculations, within the present experimental conditions, the stimulated Raman scattering process does not reach the steady state. Because of this, all of the experimental results can be explained explained by a related transient state, theory of stimulated Raman scattering.

**Key words** Nd :YAG laser, Stimulated Raman scattering in H<sub>2</sub>, Relaxation oscillation of Raman pulse

\* Project supported by NKBRSF( G1999075303 ).

\*\* Corresponding author, Email : ghsha@dicp. ac. cn. in final form 24 December 2004.

## 1 引 言

由于  $H_2$  气的振动 ( $Q(1)$ ) 具有很大的喇曼增益, 它已经被广泛地研究和应用, 例如, 用于获得新波长的相干光源<sup>[1,2]</sup>, 凭借喇曼整形来改善光束品质<sup>[3]</sup>, 压缩激光脉冲, 从而提高激光的功率和时间分辨率<sup>[4]</sup>等等. 利用广泛使用的波长为  $1.06 \mu\text{m}$  的 Nd:YAG 激光器, 经过  $H_2$  气一级斯托克斯的受激喇曼散射 (SRS) 转换, 可以方便地获得  $1.9 \mu\text{m}$  的激光, 此波长激光非常适合光纤传输并且能被活组织高度吸收, 在医学上有广泛用途<sup>[5]</sup>. Stewart 等人利用宽带 (约  $1 \text{ cm}^{-1}$ ) 的 Nd:YAG 激光并采用腔内喇曼池方法曾获得前向一级斯托克斯 (FS)<sup>[6]</sup>, 其光子转化效率为 35%. 本研究首次用单纵模的 Nd:YAG 作为泵浦光 (带宽  $0.003 \text{ cm}^{-1}$ ), 获得了高达 66% 的后向一级斯托克斯 (BS) 光子转化效率 (后面的转化效率都指光子转化效率), 由于前向受激喇曼散射 (FSRS) 和后向受激喇曼散射 (BSRS) 以相反的方向传播并互相竞争, 产生了张弛振荡现象, FS 和 BS 的时间波形都出现了二个脉冲. 在  $CH_4$  气体的 SRS 曾经观察到类似的张弛振荡现象<sup>[7]</sup>, 在  $H_2$  气的 SRS 还是首次观察到这种现象. BS 的两个脉冲的脉宽都被压缩到  $1 \text{ ns}$  左右 (Nd:YAG 泵浦光脉宽约为  $9 \text{ ns}$ ), 而且由于 BS 脉冲与泵浦光反方向运行, 因而可将不同时刻的泵浦光的能量通过喇曼转换汇聚起来, 所以 BS 脉冲峰值功率可达到泵浦光峰值功率的二倍. 这在 FS 是不可能的. 我们的计算表明, 在本实验条件下, 受激喇曼过程没有达到稳态, 所有实验结果都可以而且只能用相关的瞬态受激喇曼理论解释.

## 2 实验装置

在这个实验中采用的实验装置如图 1 所示. 泵浦激光是 Nd:YAG (Continuum, PR 8000) 的基频输出, 泵浦光束是线偏振的并具有  $9 \text{ ns}$  脉宽, 所有实验的重复频率都为  $10 \text{ Hz}$ . 激光器可以运行在较宽的 ( $1 \text{ cm}^{-1}$ ) 线宽下, 或者运行在很窄线宽 (小于  $0.003 \text{ cm}^{-1}$ ) 的单纵模下, 这种窄线宽是靠种子光注入方式来实现的. 在本次实验中, 都采用单纵模的泵浦激光. 喇曼池是由不锈钢制成的, 内径  $27 \text{ cm}$ , 总长度  $180 \text{ cm}$ . 池子的两端装有石英窗口. 喇曼池中气体的压力由阀门控制并由压力计测量. 泵浦光由一个焦距为  $180 \text{ cm}$  的透镜 ( $L_1$ ) 聚焦到喇曼池中心, 受激喇曼产生的前向斯托克斯 (FS)、反斯托克斯 (FAS) 和剩余的泵浦光 ( $S_0$ ) 都被另一个焦距为  $80 \text{ cm}$  的透镜 ( $L_2$ ) 准直, 准直后的光束由一个三角棱镜 ( $P_1$ ) 色散而分开. 后向喇曼散射由双色镜  $M_3$  反射. 各种光的能量由热电功率计 (Molelectron, PowerMax thermopile Probe, PM30V1) 分别在位置  $D_1$ 、 $D_2$ 、 $D_3$  测量得到. 对窗口和棱镜等的损耗作了校正, 从而得到喇曼池内的实际能量. 斯托克斯的光子转化效率定义为斯托克斯的输出光子数除以输入泵浦光的光子数. 泵浦激光和各种斯托克斯的脉冲波形由光电管 (ET 2000, KINGS KC-79-35, Electro-Optics Technology, Inc.) 探测, 光电管的响应时间为: 上升时间小于  $20 \text{ ns}$ , 下降时间小于  $35 \text{ ns}$ , 并由数字示波器 (TDS3054B, Tektronix) 显示和记录激光的波形, 最后存储到计算机里. 前向输出光的时间波形在位置  $D_2$  测量, 后向输出光的时间波形在位置  $D_3$  测量, 都校正为泵浦光到达喇曼池中心即泵浦光

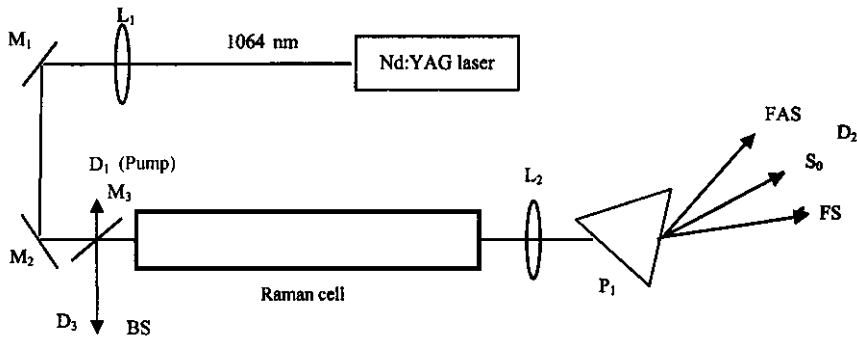


图 1 实验装置示意图

$L_1$ ,  $L_2$ : 透镜;  $M_1$ ,  $M_2$ :  $1064 \text{ nm}$  反射镜;  $M_3$ : 双色镜;  $P_1$ : 棱镜;  $D_1$ ,  $D_2$ ,  $D_3$ : 热电功率计.

Fig. 1 The diagram of experimental setup

$L_1$ ,  $L_2$ : Lens;  $M_1$ ,  $M_2$ :  $1064 \text{ nm}$  high-reflecting mirror;  $M_3$ : Dichromatic mirror;  $P_1$ : Prism,  $D_1$ ,  $D_2$ ,  $D_3$ : PowerMax thermopile probe.

焦点作为时间的零点. 由光束质量分析仪( Beam Profiler<sup>TM</sup> ( Video Laser Beam Profiler Photon inc. Models 2350& 2340 ))测量泵浦光、FS 和 BS 的光束质量因子(  $M^2$  ),它是通过测量 86.5% 能量处的光斑直径得到的,为了避免一级反斯托克斯( 738 nm )等可见杂散光对 1.9  $\mu\text{m}$  一级斯托克斯的影响,FS

和 BS 都经过三棱镜分光后再测量  $M^2$ , 1.06  $\mu\text{m}$  泵浦光的  $M^2$  为 2.6 焦点处通过光斑中心的归一化的二维光强分布见图 2( 平均结果 30 次 ),由于我们实测的激光强度分布并非完全是高斯型,由本光束质量分析仪测出的  $M^2$  因子值会偏小.

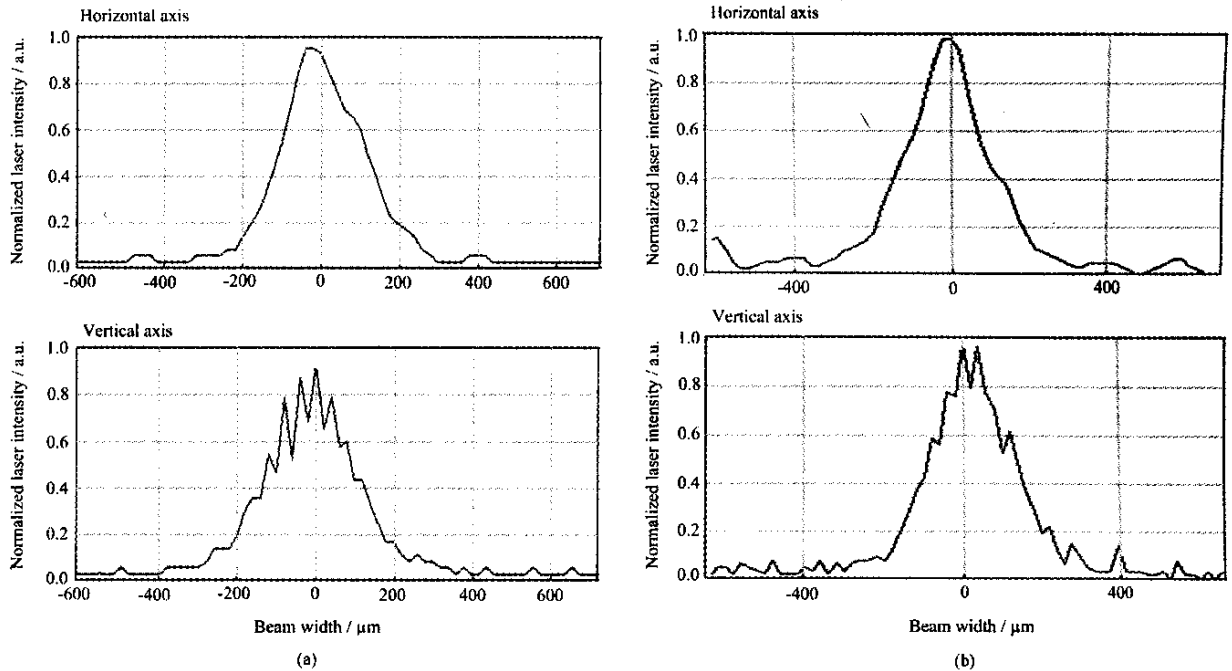


图 2 ( a )泵浦光在焦点处沿光斑中心线水平轴和垂直轴归一化的光强分布 ( b )在 1.5 MPa  $H_2$  气中,后向一级斯托克斯在焦点处沿光斑中心线水平轴和垂直轴归一化的光强分布,泵浦激光的能量为 120 mJ

Fig. 2 ( a )Normalized light intensity distribution of pump along horizontal and vertical axis across the facular center ; ( b )Normalized light intensity distribution of backward first Stokes along horizontal and vertical axis across the facular center

### 3 实验结果

图 3 为  $H_2$  气压力为 1.5 和 3.0 MPa 时,FS 和 BS 的转化效率与泵浦激光能量的关系. 在所有实验条件下都没有二级或更高级斯托克斯产生. 当压力为 1.5 MPa 时,随着泵浦光能量的增加 BS 转化效率急剧增加,而 FS 的转化效率则有所下降,这显然是 BS 竞争抑制的结果. 当泵浦光达到 150 ~ 180 mJ 时 BS 的转化效率达到约 67%, 能量再增加 BS 的转化效率却开始下降,这种下降是喇曼过程放热导致介质折射率的不均匀所致( 在 180 mJ 时,若我们把激光的重复频率从 10 Hz 降低至 1Hz, 则 BS 的转化效率提高,这证明是热效应的影响),而 FS 的转化效率从低泵浦光( 30 mJ )时的 19%, 随着泵浦光能量增加至 100 mJ 而下降至 11% 左右,能量继续增加

又反而有所增加. 当  $H_2$  气压力为 3.0 MPa 时,FS 和 BS 随能量变化的趋势与 1.5 MPa 时有所不同,在泵浦能量 60 mJ 时 BS 的转化效率达到最大( 55% )而 FS 的变化与 BS 正相反,当泵浦激光的能量由 30 mJ 上升到 60 mJ 时 FS 的转化效率 27% 降低到 18%, 然后随能量再升高 FS 的转化效率显著上升,在 180 mJ 左右时,FS 转化效率可达到 40%.

图 4 为泵浦激光的能量为 120 mJ 时,纯  $H_2$  气中斯托克斯转化效率与压力的关系,FS 的阈值压力大约为 0.5 MPa, 转化效率随压力的增大呈直线上升,当  $H_2$  气压力为 4.0 MPa 时达到最大( 39% 左右),BS 的阈值压力大约为 0.3 MPa,BS 的转化效率初始时随压力增大而急剧增加,但在  $H_2$  气压力为 1.5 MPa 时即达到最大( 66% ),当压力再升高,BS 的转化效率反而逐渐下降,这是由于 FSRS 的增加

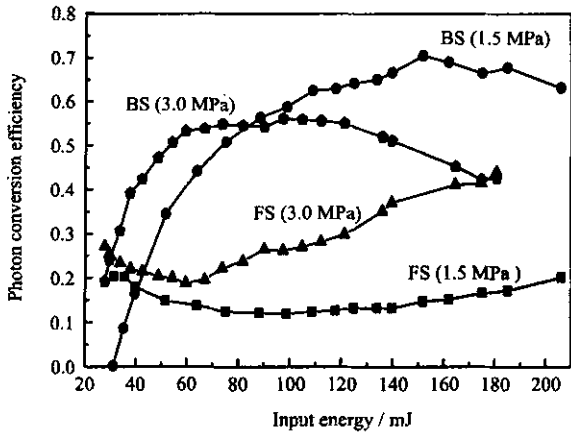


图 3 当 H<sub>2</sub> 气的压力为 1.5、3.0 MPa 时前向和后向一级斯托克斯的光子转化效率与泵浦激光能量的关系

Fig. 3 Photon conversion efficiency of forward and backward first Stokes as a function of pump energy under H<sub>2</sub> pressure of 1.5 and 3.0 MPa respectively

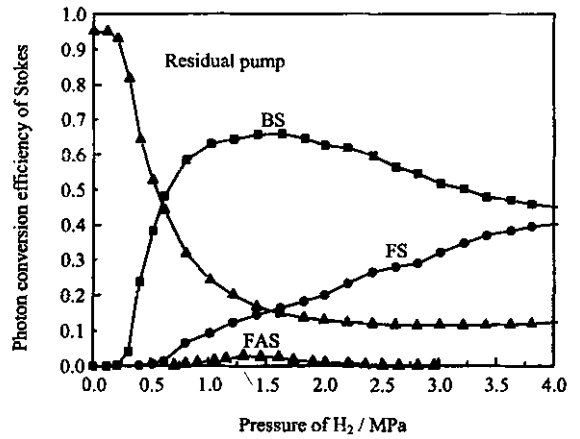


图 4 激光能量为 120 mJ 时, 斯托克斯的光子转化效率和剩余泵浦光与 H<sub>2</sub> 气压力的关系

Fig. 4 Photon conversion efficiency of Stokes and residual pump ratio as a function of H<sub>2</sub> pressure for a constant pump energy of 120 mJ

而消耗了泵浦光的原因, 这些情况都反应了 FS 和 BS 的竞争, 总的说来, 较高的 H<sub>2</sub> 压力和高的泵浦能量 (160 ~ 200 mJ) 有利于 FS 的竞争. 至于一级反斯托克斯 (FAS), 则转化效率很低, 最大值约为 3%.

图 5 为示波器测量的泵浦光及 FS 和 BS 的脉冲波形, 原始泵浦光 (即在空气中通过, 没有损耗时) 为一脉宽 (FWHM) 约 9 ns 的高斯波形, 而奇怪的是, 经过喇曼转换后, FS、BS 以及剩余泵浦光都变成了两个脉冲, 特别是 BS 两个脉冲都被压窄到约 1 ns 脉宽, 后一个峰 (BS<sub>2</sub>) 比前一个峰 (BS<sub>1</sub>) 在时间上迟约 7 ns, 而 BS<sub>1</sub> 的峰值功率甚至比泵浦光峰值功率高出了一倍.

### 4 讨论

人们早已知道, SRS 过程有稳态和瞬态之分, 当泵浦激光的脉宽 ( $t_p$ ) 远大于喇曼介质分子振动失相 (dephasing) 时间  $T_2$  ( $= 1/\pi \Delta \nu_R$ ) (即密度矩阵处理中的横向弛豫时间) 时, 喇曼过程可视为稳态. 稳态情况下一级斯托克斯增益系数  $g_s$  为<sup>[8]</sup>:

$$g_s = \frac{2\lambda_s^2 \Delta N}{h\pi c^2 \nu_s n^2 \Delta \nu} \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (1)$$

其中,  $\lambda_s$  为斯托克斯波长;  $\nu_s$  为斯托克斯的频率;  $c$  为光的速度;  $h$  为普朗克常数;  $d\sigma/d\Omega$  为每个分子的喇曼微分散射截面, H<sub>2</sub> 气在 1064 nm 的自发喇曼

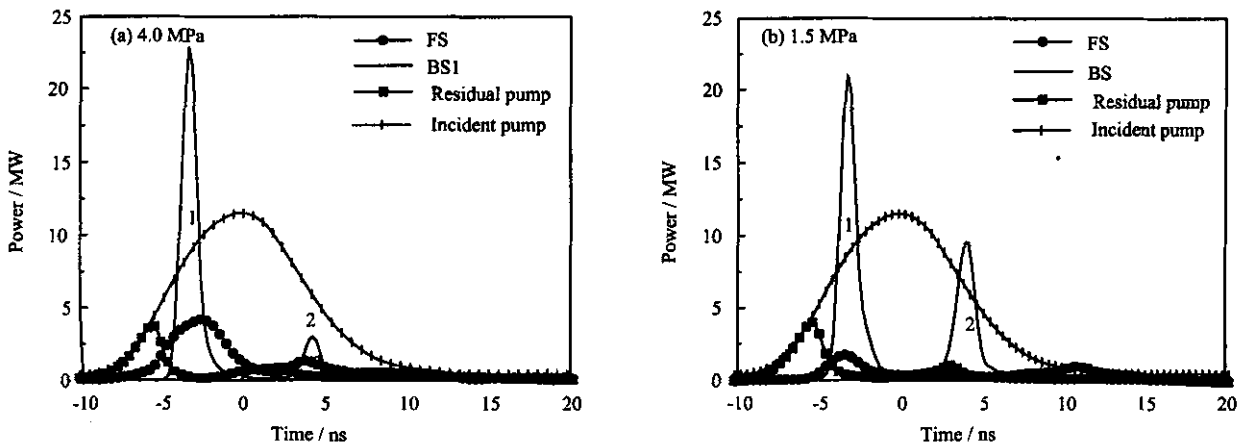


图 5 前向一级斯托克斯、后向一级斯托克斯、剩余泵浦光及入射泵浦光的时间波形 (激光能量为 120 mJ)

Fig. 5 Measured temporal waveform of forward first Stokes, backward first Stokes, residual pump and incident pump under pump energy of 120 mJ

散射截面为  $1.2 \times 10^{-32} \text{ cm}^2/\text{sr}^{[9]}$ ;  $\Delta N$  为上能级与下能级粒子数密度的差;  $\Delta\nu$  为喇曼线宽. 由于在我们实验条件范围内, H<sub>2</sub> 的色散完全可以忽略, 理论上前向喇曼线宽仅决定于喇曼介质的性质, 而与泵浦激光的线宽无关, 即  $\Delta\nu_{\text{FS}} \approx \Delta\nu_{\text{R}} + \Delta\nu_{\text{D}}^{[10,11]}$ ,  $\Delta\nu_{\text{R}}$  为自发喇曼散射线宽,  $\Delta\nu_{\text{D}}$  为多普勒线宽, 而对于后向喇曼散射, 泵浦激光的线宽 ( $\Delta\nu_{\text{p}}$ ) 有影响, 近似地:  $\Delta\nu_{\text{BS}} \approx \Delta\nu_{\text{R}} + \Delta\nu_{\text{D}} + \Delta\nu_{\text{p}}$ , 在用宽带泵浦激光时,  $\Delta\nu_{\text{p}}$  的影响很大, 而在本实验中使用的单纵模泵浦激光, 其线宽只有约  $0.003 \text{ cm}^{-1}$ , 大大小于 H<sub>2</sub> 的多普勒线宽, 因而可以忽略不计. 这正是本实验中我们得到很强的后向喇曼散射, 而前人用宽带泵浦激光只看到前向喇曼的原因. 当 H<sub>2</sub> 的压力大于 10.1 kPa 时, 氢气的喇曼线宽可以很好地由扩散模型模拟出来<sup>[12-15]</sup>

$$\Delta\nu = \frac{D_0 k_e^2}{\pi\rho c} + B\rho \quad (2)$$

式中的第一项为 Dicke 压窄的多普勒线宽, 第二项为碰撞使转动能量转移引起的加宽,  $D_0$  为 H<sub>2</sub> 气的自扩散系数 ( $1.42 \text{ cm}^2/\text{magat}\cdot\text{s}^{[15]}$ );  $\rho$  为密度,  $B$  为压力加宽系数 ( $1.68 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}/\text{magat}^{[14]}$ );  $k_e$  为泵浦光子的波矢减去散射光子的波矢, 需要特别注意的是, 由于前向散射与泵浦光同方向传播, 即  $k_e$  (FS) =  $k_p - k_s$ , 而后向散射光与泵浦光反方向传播, 故  $k_e$  (BS) =  $k_p + k_s$ , 因而  $k_e$  (BS) 比  $k_e$  (FS) 要大很多. 从式 (2) 和式 (1) 可知, FSRs 的稳态增益系数  $g_s^{\text{F}}$  总是高于 BSRS 的稳态增益系数  $g_s^{\text{B}}$ , 这在低气压下尤其甚,  $g_s^{\text{F}}$  在气压大于 1 MPa 时已趋于饱和, 图 6 画出了不同气压下的计算值, 但这些显然与我们的实验结果是矛盾的, 实验中所有能量下 BS 的输出能量总是大于 FS 的, 且 FS 的转化效率随压力的升高呈线性增长, 这表明在我们的实验条件下, 并不满足稳态条件. 根据 Schoulepnikoff 的理论分析<sup>[16]</sup>, 只有当泵浦光的脉宽 ( $t_p$ ) 远大于  $GT_2$  时才满足稳态条件, 此处  $G$  为喇曼稳态放大倍数, 在泵浦光聚焦条件下,  $G$  可以近似用下式计算<sup>[16]</sup>

$$G = 2z_0 g I_L \quad (3)$$

$z_0$  为瑞利长度;  $I_L$  为泵浦光束腰处的光强. 3.0 MPa 的 H<sub>2</sub> 中  $T_2$  为 0.23 ns, 当泵浦光能量为 120 mJ 时,  $G \approx 510$ ,  $GT_2 = 117 \gg t_p$  ( $\approx 9 \text{ ns}$ ), 可见我们实验条件下稳态假设是不成立的, 应该用瞬态处理. 瞬态的增益系数  $g_t$  远小于稳态的增益系数  $g_s$ , 其减小因子  $R$  可以用下式近似计算<sup>[16]</sup>

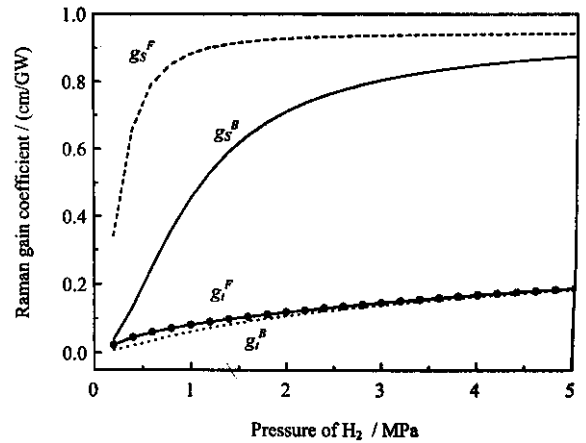


图 6 根据式 (1) 和 (4) 得到的 H<sub>2</sub> 气稳态和瞬态喇曼增益系数  
Fig. 6 Steady-state and transient-state Raman gain coefficient for H<sub>2</sub> calculated from formula (1) and (4)

$$R = \frac{g_t}{g_s} \approx \frac{1}{\sqrt{G}} \left[ (t_p \Delta\nu_R)^{1/2} - \frac{1}{4\sqrt{G}} \right] \quad (4)$$

图 6 中也画出了我们计算的不同气压下前向  $g_t^{\text{F}}$  和后向  $g_t^{\text{B}}$  喇曼的瞬态增益系数,  $g_t^{\text{F}}$  和  $g_t^{\text{B}}$  都比相同气压下的  $g_s$  小了很多, 且低压下  $g_t^{\text{F}}$  稍大于  $g_t^{\text{B}}$ , 但实验事实是后向喇曼的能量比前向的大得多, 这是因为二者传播方向不同引起的, 对于 FS, 由于它与泵浦光同速一起前行 (它总是被本地方的泵浦光放大, 再考虑量子效率的影响, FS 的功率不会超过泵浦光). 这点从图 5 可以看得很清楚. 但对于 BS, 其传播方向与泵浦光相反, 其脉冲前沿总是与未被衰减或衰减较小的泵浦光相遇, 这样它就可以把不同时刻的泵浦光能量转化为其本身脉冲前沿的能量, 使 BS 的脉宽大大压窄, 而且其脉冲前沿很陡峭, 其峰值功率可大大超过泵浦光的峰值功率, 这在图 5 中的时间波形已得到证明, 更有趣的是, FS 和 BS 都有两个峰, 这在 BS 特别明显, BS 的两个峰之间相距约为 7 ns, 这是如何形成的呢? 对此我们可定性解释如下, 从图 5 中我们可以看到, BS 的第一个脉冲 BS<sub>1</sub> 离喇曼池中心 (即泵浦光的焦点处) 3 ns 多, 这说明 BS<sub>1</sub> 最初是在泵浦光的峰到达池中心稍后处产生的 (达到阈值), 向后传播并放大, 从喇曼池中心到出口距离为 90 cm, 所以需 3 ns 多时间. 当 BS<sub>1</sub> 从喇曼池中出来后, 对泵浦光已不再消耗, 这才可以产生第二个后向喇曼脉冲 BS<sub>2</sub>, BS<sub>2</sub> 的产生处也与 BS<sub>1</sub> 相似, 到喇曼池出口也需 3 ns 多, 所以两个峰的时间间隔为 7 ns 左右. FS 的两个峰也是同样原因产生的, 但因为它与泵浦光同方向运行, 所以没有

压窄效应,使得脉宽较大,而且两个峰并未完全分开.残余泵浦光的情况是:其前沿因为功率较低,在未达到阈值功率时(3.5~4 MW)一点没有消耗,而在FS和BS脉冲的时间段内泵浦光几乎全部转化为受激喇曼散射光,残余泵浦光几乎没有了,在两个脉冲的中间存在一些残余泵浦光.从图5可见, $H_2$ 压在4和1.5 MPa的波形是相似的,但在4 MPa时绝大部分的能量(约90%)集中在第一个FS和BS脉冲中,这显然是增益倍数随气压增高而增大的结果.以上只是定性的作了解释,我们现已编写了一个准二维计算机程序,其计算结果与实验大致相符,但还存在一些不符之处,程序的进一步完善工作还在进行中,图7为1.5 MPa  $H_2$ 、泵浦能量120 mJ时,计算得到的时间波形,FS和BS能量转化效率和BS两个峰的时间间隔与实验结果很接近,只是脉宽比实验结果宽,大约为2 ns.

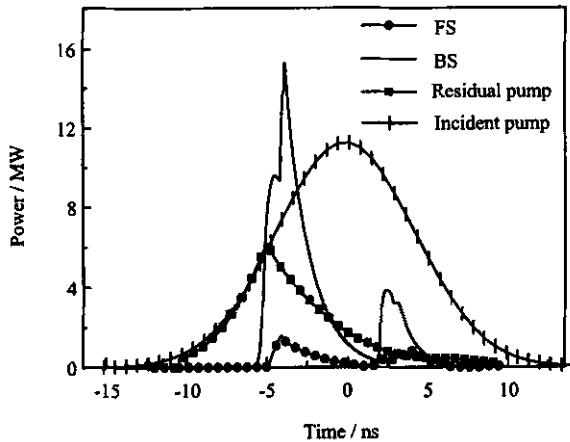


图7 前向一级斯托克斯,后向一级斯托克斯,剩余泵浦光及入射泵浦光的时间波形的准二维模型计算结果  
激光能量为120 mJ,  $H_2$  气压力为1.5 MPa.

Fig. 7 Calculated temporal waveform of forward first Stokes, backward first Stokes, residual pump and incident pump on the basis of a quasi two-dimensional model under pump energy of 120 mJ and  $H_2$  pressure of 1.5 MPa

我们测量了  $H_2$  压力为4.0和1.5 MPa,激光能量为120 mJ时,FS和BS的光束质量因子  $M^2$ . 光束质量分析仪(Beam Profiler<sup>TM</sup>)是通过测量86.5%能量处的光斑直径得到  $M^2$  值,1.5 MPa时BS在(透镜L2)焦点处通过光斑中心线水平轴和垂直轴的二维光强分布也表示在图2中.4.0 MPa时FS的  $M^2$  测定为

3.1,而BS的  $M^2$  为1.5,在4.0 MPa时由于喇曼过程热效应对介质折射率均匀性的影响,FS的光束质量比泵浦光的光束质量(后者的  $M^2$  为2.6)要差一些.极为值得注意的是,BS的光束质量比泵浦光高了近一倍.在1.5 MPa时由于热效应较小,FS的  $M^2$  为1.8,而BS的  $M^2$  为1.1.此时,前后向受激喇曼散射光的光束质量都比泵浦光的要好.由于我们实测的激光强度分布并非完全是高斯型,由本光束质量分析仪测出的  $M^2$  值会偏小.但对后向喇曼的光束质量为何如此之高,我们尚不能给出一个明确的解释.

### 参 考 文 献

- [1] Martino A D, Frey R, Pradere F. *IEEE J. Quantum. Electron.*, 1980, **6**:1184
- [2] Aniolek K W, Miller D L, Cernansky N P. *Appl. Spectros.*, 1997, **51**:820
- [3] Jianfan X, Naiyan W. *IEEE J. Quantum. Electron.*, 2000, **36**:533
- [4] Bespalov V G, Wild U, Krylov V N, Ollikainen O, et al. *Opt. Spectros.*, 1998, **85**:329
- [5] Kung R T V, Martuza R L, Murphy J C. *Tech. Dig. CLEO'86*, San Francisco, CA, June 1986.
- [6] Stewart R B, Kung R T V. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1989, **25**:2142
- [7] Nassisi V, Padula C, Pecoraro. *Opt. Comm.*, 1993, **96**:267
- [8] Kaiser W, Maier M. *The Laser Handbook*. New York, Arecchi F T, Schulz-Dubois E O, Eds., North-Holland, 1972. Vol. 2
- [9] Hanna D C, Pointer D J, Pratt D J. *IEEE J. Quantum. Electron.*, 1986, **22**:332
- [10] Trutna W R, Kwanpark J R Y, Byer R L. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1979, **15**:648
- [11] Akhmano S A, D'Yakov Y E, Pavlov L I. *Sov. Phys. JETP.*, 1974, **39**:249
- [12] Bischel W K, Dyer M J. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1986, **3**:677
- [13] Murray J R, Javan A. *J. Mol. Spectrosc.*, 1972, **42**:1
- [14] Murray J R, Javan A. *J. Mol. Spectrosc.*, 1969, **29**:502
- [15] Bischel W K, Dyer M J. *Phys. Rev. A*, 1986, **33**:3113
- [16] Schoulepnikoff L D, Mitev V, Simeonov V, Calpini B, et al. *Appl. Opt.*, 1997, **36**:5026