

文章编号: 0253-2239(2006)01-0091-5

# 单纵模 Nd:YAG 激光抽运 CH<sub>4</sub> 中强后向受激拉曼散射\*

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 二倍频激光[波长 532 nm, 线宽  $\Delta\nu_p < 100$  MHz, 脉宽(半峰全宽)6.5 ns]抽运 CH<sub>4</sub> 气体, 观察到很强的后向一级斯托克斯(BS1)受激拉曼散射, 这与人采用脉宽 30 ns 的单纵模抽运激光得到的绝大部分为后向受激布里渊散射(SBS)完全不同, 其原因是脉宽 6.5 ns 与本实验条件下 CH<sub>4</sub> 的受激布里渊散射声子寿命接近, 受激布里渊散射处于瞬态。理论计算表明, 这时的受激布里渊散射瞬态增益系数已略小于后向一级斯托克斯的增益系数, 而被其竞争抑制。当脉冲重复频率为 2 Hz, 抽运能量为 95 mJ 时, 在 1.1 MPa CH<sub>4</sub> 中, 后向一级斯托克斯的量子转换效率高达 73%, 其时间波形出现张弛振荡, 脉宽被压窄到 1.2 ns, 从而使后向一级斯托克斯峰值功率达到了抽运激光功率的 2.7 倍, 而且其光束质量要大大优于抽运激光的光束质量。用编制的准二维计算机模型程序相当好地再现了实验中后向一级斯托克斯的时间波形张弛振荡。

**关键词:** 非线性光学; 受激拉曼散射; 拉曼脉冲张弛振荡; 热散焦; CH<sub>4</sub> 气体

中图分类号: O437.3 文献标识码: A

## Generation of Intense Backward Stimulated Raman Scattering in CH<sub>4</sub> Pumped by a Single Longitudinal Mode Nd:YAG Laser

Hua Xiaoqing Leng Jing Yang Heping Sha Guohe Zhang Cunhao

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

**Abstract:** Highly intense backward first-Stokes (BS1) in CH<sub>4</sub> is generated by using a single longitudinal mode second-harmonic Nd:YAG laser [532 nm, linewidth  $\Delta\nu_p < 100$  MHz, pulse-width (FWHM) 6.5 ns] as the pump source, which is radically different from previous reports where the output from a longer pulse-width (30 ns) pump laser is mainly stimulated Brillouin scattering (SBS). This is because that in authors' experiments the pulse-width is comparable with the SBS phonon lifetime that results in a transient SBS process. According to authors' calculation, the gain coefficient for the transient SBS in the present case is already somewhat lower than that of BS1, and SBS is suppressed by BS1. Under a CH<sub>4</sub> pressure of 1.1 MPa, a pump laser repetition rate 2 Hz and laser pulse energy 95 mJ, the quantum conversion efficiency of BS1 is as high as 73%. Due to the relaxation oscillation, the BS1 pulses are narrowed to about 1.2 ns. As a result, the BS1 peak power turns out to be 2.7 times that of the pump. Furthermore, the beam quality of BS1 is much better than that of the pump. The relaxation oscillation in the experimental BS1 temporal waveform is well reproduced by a calculation using a quasi-two dimensional computer program.

**Key words:** nonlinear optics; stimulated Raman scattering; relaxation oscillation of Raman pulse; thermal-defocusing; CH<sub>4</sub> gas

### 1 引 言

在气体受激拉曼散射(SRS)过程中,当抽运激光的线宽较宽( $1\text{ cm}^{-1}$ )时,前向受激拉曼散射(FSRS)

的增益比后向受激拉曼散射(BSRS)要大很多,因此只能产生前向受激拉曼散射,而当抽运激光的线宽较窄( $\Delta\nu_p < 100$  MHz)时在前向和后向都可能产生拉曼

\* 国家重点基金研究发展规划项目(G1999075303)资助课题。

作者简介:花晓清(1969~),女,博士研究生,主要从事气体介质中的受激拉曼散射研究。E-mail: huaxq@yahoo.com.cn

\*\* 通信联系人。E-mail: ghsha@dicp.ac.cn

收稿日期: 2005-02-21; 收到修改稿日期: 2005-05-23

散射,比起前向受激拉曼散射,后向受激拉曼散射有其重要优点,即在一定条件下后向受激拉曼散射呈现为与抽运激光波前反转的复制光波,这种相位共轭可以弥补拉曼放大时的热畸变<sup>[1]</sup>,同时后向受激拉曼散射比抽运激光具有更好的空间相干性<sup>[2]</sup>,并且能把抽运激光的脉冲压缩,从而获得比抽运激光功率更高<sup>[3,4]</sup>和光束质量更好的激光<sup>[5]</sup>。在  $\text{CH}_4$  气体中, Jones 等<sup>[6]</sup>采用单纵模( $\Delta\nu_p < 100$  MHz)脉宽 30 ns 的 Nd:YAG 二倍频激光抽运时,主要产生受激布里渊散射(SBS),而后向一级斯托克斯分量(BS1)很少。与 Jones 等不同,本研究采用脉宽为 6.5 ns 的单纵模( $\Delta\nu_p < 100$  MHz) Nd:YAG 二倍频激光作为抽运源,获得了高功率的后向一级斯托克斯分量,而且后向一级斯托克斯的光束质量大大优于抽运激光的光束质量。

## 2 实验装置

实验装置如图 1 所示。抽运激光是调 Q 的 Nd:YAG 激光器(Continuum, PR 8000)的二倍频输出,抽运激光为线偏振光并具有 6.5 ns 脉宽。线宽为单纵模( $\Delta\nu_p < 100$  MHz)。通过改变 Q 开关的频率来改变激光器的工作频率,闪光灯重复频率始终为 10 Hz。拉曼池由不锈钢制成,内径 27 cm,总长度 180 cm。抽运激光由一个焦距为 180 cm 的透镜( $L_1$ )聚焦到拉曼池中心。前向一级斯托克斯(FS1)、二级斯托克斯(FS2)、一级反斯托克斯(FAS1)和剩余抽运激光( $S_0$ )被另一个焦距为 65 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。后向一级斯托克斯(BS1)和受激布里渊散射(SBS)由双色镜 DM 反射,并被一个焦距为 100 cm 的透镜( $L_3$ )准直,准直后的光束由另一个三角棱镜( $P_2$ )色散而分开。抽运激光的能量在拉曼池入射窗口前测量,其他各种光的能量分别在位置  $D_1$ 、 $D_2$  处测量得到,所有能量都由热电功率计(PowerMax thermopile Probe, Molelectron PM30V1)测量。对窗口和棱镜等的损耗作了校正,从而得到拉曼池内的实际能量。抽运激光和各种斯托克斯以及受激布里渊散射的脉冲波形由光电管(ET 2000, KINGS KC-79-35, Electro-Optics Technology, Inc.)探测,并由数字示波器(TDS3054B, Tektronix)显示和记录激光的波形。分别在位置  $D_1$  和  $D_2$  处测量前向输出光和后向输出光的时间波形,最后都校正为抽运激光脉冲峰值到达拉曼池中心时作为时间的零

点。由光束质量分析仪(Video Laser Beam Profiler Photon Inc. Models 2350& 2340)测量抽运激光、前向一级斯托克斯和后向一级斯托克斯的光束质量因子( $M^2$ ),它是通过测量 86.5% 能量处的光斑直径得到的,抽运激光的  $M^2$  因子为 3.5,由于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。

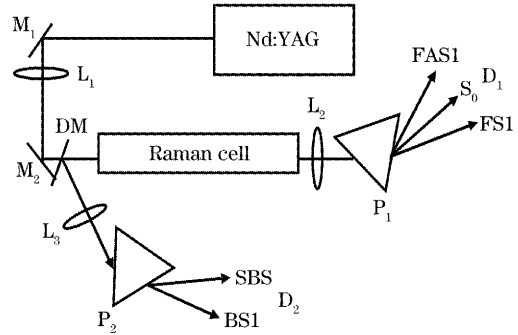


图 1 实验装置

Fig. 1 Diagram of the experimental setup

## 3 实验结果与讨论

### 3.1 后向一级斯托克斯和前向一级斯托克斯的竞争和时间波形的张弛振荡

图 2 为激光重复频率为 2 Hz,  $\text{CH}_4$  气体的压力为 1.52 MPa 时,前向一级斯托克斯,后向一级斯托克斯量子转换效率与抽运激光能量的关系,后向一级斯托克斯的阈值大约为 8 mJ,后向一级斯托克斯转换效率开始随抽运能量增加而迅速增加,而当抽运能量大于 70 mJ 后,后向一级斯托克斯转换效率仅略有增加,最高转换效率大约为 73%。前向一级斯托克斯的阈值也大约为 8 mJ,其转换效率开始时

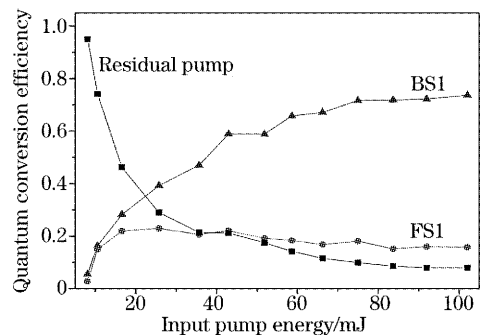


图 2 前向一级斯托克斯、后向一级斯托克斯的量子转换效率与抽运能量的关系,重复频率为 2 Hz

Fig. 2 Quantum conversion efficiency of FS1 and BS1 versus input pump energy under the pump laser repetition rate 2 Hz

迅速增加,在抽运能量 20 mJ 左右时达到最大值(约 22%),然后转换效率逐渐下降,这是后向一级斯托克斯对其竞争抑制的结果。这将在后面详细讨论。

在 1.0 MPa CH<sub>4</sub> 中,拉曼光子寿命为 12 ps,远小于抽运激光的脉宽(6.5 ns),所以受激拉曼散射为稳态过程,稳态一级斯托克斯增益系数为<sup>[7]</sup>

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

其中  $\lambda_s$  为斯托克斯波长; $\nu_s$  为斯托克斯频率; $c$  为光速; $h$  为普朗克常量; $d\sigma/d\Omega$  为拉曼微分散射截面; $\Delta N$  为上能级与下能级粒子数密度之差。如果不考虑色散的影响,理论上前向拉曼增益系数仅决定于拉曼介质的性质,而与抽运激光的线宽无关,而后向拉曼增益系数要受抽运激光线宽的影响<sup>[8]</sup>,因此对于前向拉曼散射  $\Delta\nu = \Delta\nu_R$ ,而对于后向拉曼散射  $\Delta\nu = \Delta\nu_R + \Delta\nu_p$ , $\Delta\nu_p$  为抽运激光的线宽, $\Delta\nu_R$  为拉曼散射线宽,在 1~5 MPa 的压力范围内 CH<sub>4</sub> 气体的拉曼线宽由如下公式给出<sup>[9]</sup>:

$$\Delta\nu_R = (9.6 + 0.036P) \times 10^3 \text{ (MHz)}, \quad (2)$$

其中  $P$  为 CH<sub>4</sub> 的气压(MPa)。与 CH<sub>4</sub> 的拉曼线宽

相比抽运激光的线宽( $<100$  MHz)很小,因此后向一级斯托克斯的拉曼增益系数总是略小于前向一级斯托克斯的拉曼增益系数,但是在实验中后向一级斯托克斯的能量要远大于前向一级斯托克斯的能量,这是由于后向一级斯托克斯和前向一级斯托克斯与抽运激光相互作用的方向不同造成的,前向一级斯托克斯与抽运激光以大约相同的速度在同一方向传播,前向一级斯托克斯总是被本地方的抽运激光放大,而后向一级斯托克斯与抽运激光反方向传播,其脉冲前沿总是与未被消减或消减较小的入射光波相互作用,使后向一级斯托克斯的脉宽大大压窄,并且后向一级斯托克斯对抽运激光的竞争具有累积效果,即在一个脉冲内,前面时刻产生的后向一级斯托克斯只要还在拉曼池内就都会被后面的抽运激光放大,因此可以将不同时刻的抽运激光的能量通过拉曼转换到其短脉冲内,使其功率可以大大超过抽运激光和前向一级斯托克斯的功率,这在图 3(a)中的激光脉冲时间波形图中得到证明。

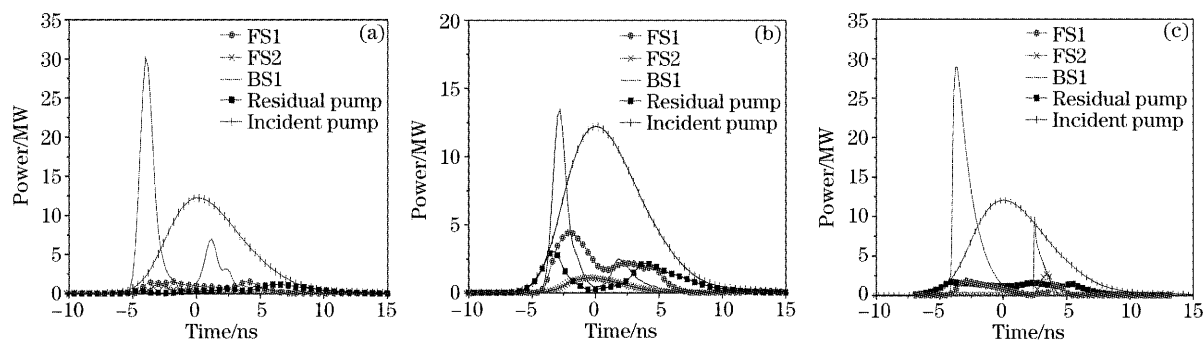


图 3 前向一级斯托克斯、二级斯托克斯,后向一级斯托克斯,剩余抽运激光及入射抽运激光的时间波形,重复频率分别为(a) 2 Hz, (b) 10 Hz, (c)为计算得到的脉冲时间波形

Fig. 3 Measured temporal waveforms for FS1, FS2, BS1, residual pump and incident pump for the pump laser repetition rate of (a) 2 Hz, (b) 10 Hz, (c) are calculated temporal waveforms

图 3 为测量的激光脉冲时间波形,激光能量为 90 mJ,CH<sub>4</sub> 气压为 1.0 MPa,激光的重复频率分别为(a) 2 Hz 和(b) 10 Hz;原始抽运激光(即在空气中通过,没有损耗时)为一脉宽(半峰全宽)约 6.5 ns 的高斯波形,经过拉曼转换后,由于前向一级斯托克斯和后向一级斯托克斯以相反的方向传播并互相竞争,产生了张弛振荡,前向一级斯托克斯、后向一级斯托克斯以及剩余抽运激光都变成了两个脉冲,而且后向一级斯托克斯的两个脉冲都被压窄到 1.2 ns,在 2 Hz 时,后向一级斯托克斯的峰值功率达到抽运激光峰值功率的 2.7 倍,而 10 Hz 时,后向一级斯托克斯峰值功率与抽运激光功率相差不大。

### 3.2 拉曼放热产生的热散焦

图 4 分别为激光重复频率为 2 Hz (a) 和 10 Hz (b),抽运能量都为 95 mJ 时,受激拉曼散射和受激布里渊散射量子转换效率与 CH<sub>4</sub> 压力的关系,激光重复频率为 2 Hz 时,前向一级斯托克斯的阈值压力大约为 0.1 MPa,转换效率随压力的增大大致呈直线上升,当 CH<sub>4</sub> 的压力为 3.0 MPa 时达到最大(40%左右)。而后向一级斯托克斯的阈值压力大约为 0.05 MPa,其转换效率初始时随压力增大而急剧增加,在压力为 1.1 MPa 时即达到最大(73%),然后随着压力的增加而逐渐降低。我们认为这是由于受激拉曼过程的放热使介质升温导致折射率不均匀

变化的热散焦造成的,因为随着压力的增加,介质的热扩散系数下降,使热散焦加重。热散焦使抽运激光的焦斑加大、畸变、功率密度下降,导致拉曼转换效率降低。这可以从同样条件下,激光的重复频率为 10 Hz 的实验结果[见图 4(b)]得到验证,这是因为热散焦主要来自于前面脉冲产生的振动激发态弛豫放热对后面脉冲的影响,因此 10 Hz 时的热散焦要大于 2 Hz 时的热散焦,后向一级斯托克斯的转换

效率的极大值比 2 Hz 时要低(61%),所对应的最佳压力比 2 Hz 时要小(大约为 0.45 MPa),并且后向一级斯托克斯转换效率随压力增加而降低的速率比 2 Hz 时要快了很多。从剩余抽运光的比率也可以看出热散焦的影响,在 2 Hz 时,压力大于 1.2 MPa 后,剩余抽运光的比率大约只占 8%,而 10 Hz 时,在同样条件下,剩余抽运光的比率达到 26%。

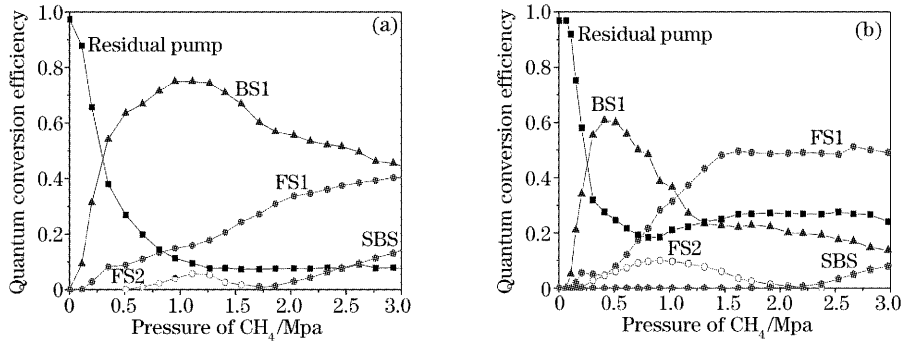


图 4 前向一级和二级斯托克斯、后向一级斯托克斯、受激布里渊散射的量子转换效率与  $\text{CH}_4$  压力的关系, 重复频率分别为(a) 2 Hz, (b) 10 Hz

Fig. 4 Quantum conversion efficiencies for FS1, FS2, BS1, SBS versus  $\text{CH}_4$  pressure for the pump laser repetition rate (a) 2 Hz, (b) 10 Hz

热散焦的影响还可以从激光的时间波形中观察到[如图 3(b)],后向一级斯托克斯峰值功率比 2 Hz 时小了很多,并且其第一个峰值的时间比 2 Hz 时落后了大约 1.2 ns,这是由于热散焦降低了抽运激光的功率密度,后向一级斯托克斯达到阈值的时间落后(达到后向一级斯托克斯阈值的功率升高),后向一级斯托克斯的增益区域减小,导致其峰值功率大大降低。

以上只是定性的解释,我们已编写了一个准二维计算机程序,采用文献[10,11]中的受激拉曼散射的速率方程和算法,计算中没有考虑热散焦的影响,图 3(c)为  $\text{CH}_4$  压力 1.0 MPa,抽运能量 90 mJ 时,计算得到的时间波形,后向一级斯托克斯和前向一级斯托克斯能量转换效率以及后向一级斯托克斯的脉宽与实验中 2 Hz 时的结果很接近,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。

### 3.3 受激布里渊散射的增益瞬态效应

实验中只有在高压下才得到较高的受激布里渊散射转换效率,与 Jones 等的实验结果大不相同,这是受激布里渊散射为瞬态过程造成的。只有当激光的脉冲远大于布里渊散射的声子寿命时,布里渊散射才为稳态散射过程,在压力为 1.0 MPa 的  $\text{CH}_4$  中,布里渊散射的声子寿命为 1.2 ns,与抽运激光的

脉宽(6.5 ns)相差不大,所以受激布里渊散射为一瞬态过程,Hagenlocker<sup>[12]</sup>的瞬态散射过程理论给出了瞬态受激布里渊散射的有效增益系数  $g'_B$ ,从而得到瞬态增益减小因子  $R$

$$R = \frac{g'_B}{g_B} = \frac{4[(K/t_p)\tau]}{[1 + (K/t_p)\tau]^2}, \quad (3)$$

其中  $K = RgI_p l$ ,  $I_p$  为抽运激光强度,  $l$  为增益路程,  $t_p$  为抽运激光的脉宽,  $\tau$  为声子寿命,  $g_B$  为稳态受激布里渊散射增益系数,与抽运激光线宽有关的稳态受激布里渊散射增益系数由如下公式给出<sup>[13]</sup>:

$$g_B = \frac{\omega_s^2 \gamma_e^2}{c^3 n \rho \Gamma_B + \Gamma_p}, \quad (4)$$

其中  $\omega_s$  为布里渊散射光的频率( $\approx \omega_p$ );  $c$  为光速;  $n$  为折射率;  $\rho$  为质量密度;  $v$  为音速;  $\Gamma_B (= 2\pi\Delta V_B)$  和  $\Gamma_p (= 2\pi\Delta V_p)$  分别为布里渊线宽和抽运激光线宽;  $\gamma_e$  为电致收缩常量,  $\Gamma_B$  与介质密度和介质中分子的热力学传递常量有关<sup>[6]</sup>:

$$\Gamma_B = \frac{k^2}{2} \left[ \left( \frac{4}{3} \eta_s + \eta_v \right) / \rho + \frac{k_c(\gamma - 1)}{\rho C_p} \right], \quad (5)$$

其中  $k = 4\pi n/\lambda$  为声波矢量值,  $\lambda$  为抽运光波长;  $\eta_s$  和  $\eta_v$  分别为剪切粘度和体积粘度;  $k_c$  为热传导系数;  $\gamma$  为热容比,  $\gamma = C_p/C_v$ ;  $C_p$  为恒压热容,  $C_v$  为恒容热容。

根据(1)式和(2)式计算得到后向一级斯托克斯

的拉曼增益系数  $g_R^B$  如图 5 所示。在阈值条件下,即  $K=30$ , 抽运激光的脉宽为 6.5 ns 时, 根据 (3) 式~(5) 式得到的瞬态 ( $g_B^t$ ) 和稳态 ( $g_B$ ) 受激布里渊散射增益系数如图 5 所示, 由于受激拉曼散射为稳态过程, 拉曼增益系数不受抽运激光脉宽的影响。脉宽为 30 ns 时, 受激布里渊散射已经为稳态, 稳态受激布里渊散射增益系数远大于拉曼增益系数, 受激布里渊散射的竞争很强, 导致 Jones 等得到的后向散射光大部分为受激布里渊散射, 而脉宽为 6.5 ns 时, 瞬态受激布里渊散射增益系数要小于拉曼增益系数, 受激布里渊散射竞争不过受激拉曼散射, 这使我们可以得到很强的后向一级斯托克斯。

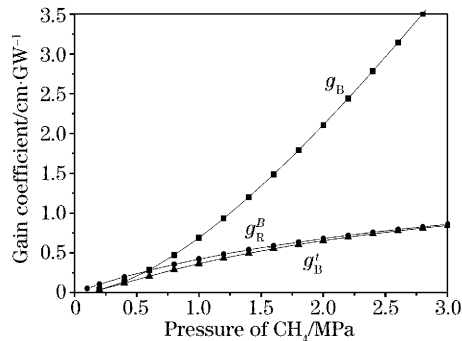


图 5 后向一级斯托克斯 ( $g_R^B$ ) 的稳态拉曼增益系数和瞬态 ( $g_B^t$ ) 及稳态 ( $g_B$ ) 布里渊增益系数

Fig. 5 Steady-state Raman gain coefficient for BS1 ( $g_R^B$ ) and transient-state ( $g_B^t$ ) and steady-state ( $g_B$ ) Brillouin gain coefficient

同时还测量了激光重复频率为 2 Hz 时, 前向一级斯托克斯和后向一级斯托克斯的光束质量因子  $M^2$ , 当 CH<sub>4</sub> 的压力为 1.1 MPa, 激光能量为 93 mJ 时, 前向一级斯托克斯和后向一级斯托克斯的  $M^2$  值分别为 1.5, 1.4, 都小于抽运激光的  $M^2$  值 (3.5), 这是由于前向一级斯托克斯和后向一级斯托克斯的光束直径减小造成的, 这是因为在抽运光束的横截面上, 只有强度较高的中间部分才能产生受激拉曼散射, 而边缘部分达不到受激拉曼散射的阈值。

## 4 结 论

采用脉宽为 6.5 ns 的单纵模 Nd:YAG 二倍频激光抽运 CH<sub>4</sub>, 产生强度较高并且光束质量较好的后向一级斯托克斯。通过对比 2 Hz 和 10 Hz 的实

验结果发现, 热散焦严重影响拉曼转换效率和光束质量。采用受激布里渊散射增益瞬态理论解释了本实验结果与前人实验结果的区别。用自编的准二维计算机模型, 较好地模拟了实验中后向一级斯托克斯时间波形的张弛振荡。

## 参 考 文 献

- 1 Jeffrey O. White. High-efficiency backward Stokes Raman conversion in deuterium [J]. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1990, 7(5): 785~789
- 2 D. P. Bortfeld, W. R. Sooy. Gain in a diffusely pumped Raman amplifier [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1965, 7(10): 283~286
- 3 Ye Zhenhuan, Lou Qihong, Dong Jingxing *et al.*. Experimental research on backward SRS pumped by high power KrF laser [J]. *Chin. J. Lasers*, 2003, 30(3): 223~226 (in Chinese)
- 叶震寰, 楼祺洪, 董景星等. 高功率 KrF 激光后向拉曼压缩的实验研究 [J]. *中国激光*, 2003, 30(3): 223~226
- 4 Wu Tao, Yu Ming, Wang Ganchang. Stimulated Raman scattering of H<sub>2</sub> pumped by KrF laser [J]. *Chin. J. Lasers*, 1993, A20(2): 102~106 (in Chinese)
- 吴涛, 俞明, 王淦昌. KrF 准分子激光泵浦 H<sub>2</sub> 受激拉曼散射 [J]. *中国激光*, 1993, A20(2): 102~106
- 5 Lou Qihong, Ning Dong, Dong Jingxing *et al.*. The influence of pump beam quality on stimulated Raman scattering [J]. *Acta Optica Sinica*, 1998, 18(8): 1020~1024 (in Chinese)
- 楼祺洪, 宁东, 董景星等. 泵浦光束质量对受激拉曼散射的影响 [J]. *光学学报*, 1998, 18(8): 1020~1024
- 6 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
- 7 K. Sentrayan, V. Kushawaha. Competition between steady state stimulated Raman and Brillouin scattering processes in CH<sub>4</sub> and H<sub>2</sub> [J]. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 1993, 26(10): 1554~1560
- 8 William R. Trutna, Yong Kwanpark, Robert L. Byer. The dependence of Raman gain on pump laser bandwidth [J]. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1979, 15(7): 648~655
- 9 Y. Taira, K. Ide, H. Takuma. Accurate measurement of the pressure broadening of the  $\nu_1$  Raman line of CH<sub>4</sub> in the 1~50 atm region by inverse Raman spectroscopy [J]. *Chem. Phys. Lett.*, 1982, 91(4): 299~302
- 10 van den J. C. Heuvel, F. J. M. Putten, R. J. L. Lerou. Experimental and numerical study of stimulated Raman scattering in an astigmatic focus [J]. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1993, 29(8): 2267~2272
- 11 Claudio G. Parazzoli, William W. Buchman, Robert D. Stultz. Numerical and experimental investigation of a stimulated Raman half resonator [J]. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1988, 24(6): 872~880
- 12 E. E. Hagenlocker, R. W. Minck, W. G. Rado. Effects of photon lifetime on stimulated optical scattering in gases [J]. *Phys. Rev.*, 1967, 154(2): 226~233
- 13 R. Fedosejevs, I. V. Tomov, D. C. D. McKen *et al.*. Experimental study of an SF<sub>6</sub> Brillouin amplifier pumped by KrF laser radiation [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1984, 45(4): 340~342