

文章编号: 1001-3806(2004)02-0170-03

四倍频 NdYAG 激光在高压氢气中的喇曼频移研究

朱晓峥^{1,2}, 楼祺洪¹, 叶震寰¹, 董景星¹, 魏运荣¹

(1. 中国科学院 上海光学精密机械研究所, 上海 201800; 2. 中国科学院 研究生院, 北京 100039)

摘要: 利用 NdYAG 固体激光器四倍频输出(266nm) 在高压 H₂ 中的受激喇曼散射获得多波长的激光输出。当泵浦能量一定时, 通过改变 H₂ 压力得到了最佳的能量输出, 299nm 波长的激光能量为 3mJ, 341nm 波长的激光能量输出为 6.1mJ, 398nm 波长的激光能量输出为 2.8mJ, 239nm 波长的激光能量输出为 0.8mJ, 同时在 477nm, 595nm, 218nm, 200nm 波段也有能量输出。

关键词: 受激喇曼散射; 四波混频; 固体激光; 喇曼频移

中图分类号: TN248.1; O437 **文献标识码:** A

Study of Stokes generation in NdYAG fourth harmonic(266nm) pumped H₂

ZHU Xiao-zheng^{1,2}, LOU Qi-hong¹, YE Zhen-huan¹, DONG Jing-xing¹, WEI Yun-rong¹

(1. Shanghai Institute of Optics & Fine Mechanics, the Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China; 2. Graduate School, the Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039, China)

Abstract: The stimulated Raman scattering (SRS) in H₂ pumped by the fourth harmonic of NdYAG laser (266nm) is investigated. The wavelength of the pump laser has been shifted into 200nm~595nm wavelength region. When the pump laser is operated at laser energy of 22mJ, five orders of Stokes and three orders of anti Stokes have been observed. The corresponding output energy of the first order Stokes (299nm), the second order Stokes (341nm) and the first order anti Stokes (239nm) was 3mJ, 6.1mJ and 0.8mJ respectively. The relationships between the pressure of H₂ and energy of each Stokes were investigated. Moreover, the circle beam spots have been observed.

Key words: stimulated Raman scattering (SRS); four wave mixing (FWM); solid state laser; Raman frequency shift

引 言

随着固体紫外激光技术的日益成熟, 为受激喇曼散射提供了有利的泵浦源。所谓受激喇曼(stimulated Raman scattering, SRS) 就是利用高能量的激光作用于喇曼介质, 散射光频率相对于入射光频率发生一定移动, 光谱中除了有与入射光相同的谱线外, 在其两侧出现新的谱线。故利用受激喇曼散射可以产生新的波长输出, 而且其波长可以覆盖真空紫外和远红外。在海底通讯、大气监测、激光雷达、环境检控、光刻、激光扫描、激光清洁等领域都有广泛的应用, 而且也可用于数据存储以及各种气体的

探测。

作者主要研究了固体四倍频激光(266nm) 在高压氢气中的受激喇曼散射。影响受激喇曼散射的因素主要有: 喇曼气体的压力、喇曼气体的类型、聚焦长度、泵浦功率、光束质量等。HANER 等^[1] 主要研究了泵浦能量和输出 Stokes 能量的关系, 而对其它因素没有进一步的研究。作者着重研究了喇曼转换效率和气压的关系, 并和固体三倍频激光(355nm) 的喇曼散射进行了比较。

1 实验装置

实验采用英国 Spectron Laser Systems 公司生产的 SL454G NdYAG 激光器的四倍频输出作为泵浦源。该激光器的稳定工作状态时脉冲能量为 22mJ, 重复频率 30Hz, 脉宽 9ns。喇曼介质 H₂ 密封在长 85cm 的不锈钢管, 入射窗和出射窗是没有镀膜石英玻璃, 以后称为喇曼池。如图 1 所示, NdYAG 激光器四倍频 266nm 的输出通过分束镜分为两部分。一部分

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(19984002); 国家高技术 ICF 资助项目(2002AA846020)

作者简介: 朱晓峥(1976), 男, 硕士研究生, 主要从事固体激光的非线性频率变换的研究。

E-mail: zhuxiaozheng95@tsinghua.edu.cn

收稿日期: 2003-01-27; 收到修改稿日期: 2003-10-27

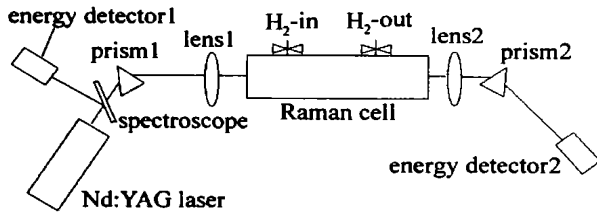


Fig. 1 The experimental setup of the SRS experiment

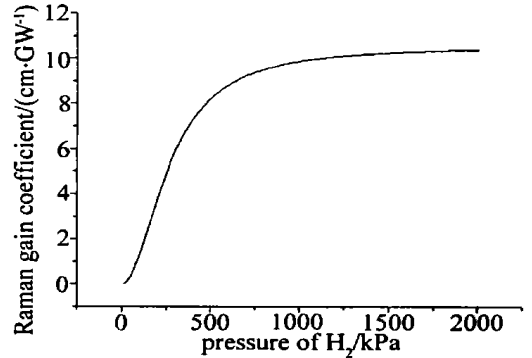
用作能量监测,另一部分作为喇曼的泵浦源,通过透镜 lens1 聚焦后进入喇曼池,然后通过透镜 lens2 准直后输出。lens1($f = 50\text{cm}$) 和 lens2($f = 60\text{cm}$) 组成共焦系统,从而得到平行光输出,焦点在喇曼池的中心。然后通过棱镜 prism2 将不同阶次的 Stokes 光分开。棱镜 prism1 的作用主要是避免后向 Stokes 光束和各镜面反射光进入激光器。energy detector1 检测泵浦能量,energy detector2 用来测量各阶 Stokes 光的能量。

2 结果及讨论

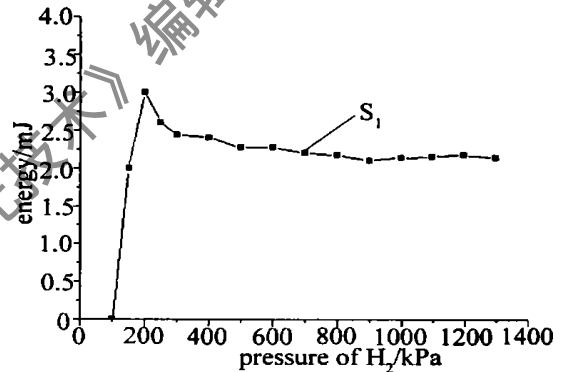
在喇曼散射实验中,采用振动频率为 $4155/\text{cm}$ 的 H_2 作为喇曼介质,由此可以计算各阶 Stokes 的输出波长。实验中观察到从五阶 Stokes 到三阶 anti-Stokes 光,其波长分别是 299nm , 341nm , 398nm , 477nm , 595nm , 239nm , 218nm , 200nm , 为了叙述方便分别用 $S_1, S_2, S_3, S_4, S_5, AS_1, AS_2, AS_3$ 表示。当泵浦功率一定时,随着气压的升高依次出现更高阶的 Stokes 散射, H_2 压力小于 200kPa 时只能产生 S_1, S_2, S_3 , 而大于 200kPa 时则能产生 S_4, S_5 。这是因为 Stokes 散射光来源于两个途径:上一阶 Stokes 光的喇曼散射和四波混频。四波混频产生的能量相对来说比较小。Stokes 散射光的能量主要来源于喇曼散射,喇曼散射的转换效率则与喇曼增益系数有关。

在平面波近似下,稳态喇曼增益系数 $G = \frac{2\lambda_s^2 \Delta N}{h\nu_s \pi \Delta\nu_s \partial \sigma / \partial \Omega}$, 式中, λ_s 为 Stokes 波长 (cm), ν_s 为 Stokes 频率 (Hz), h 为普朗克常数 $6.626 \times 10^{-34} \text{J}\cdot\text{s}$, ΔN 为单位体积内初始态和终止态之间的粒子数之差, $\Delta\nu_s$ 是喇曼线宽 (cm^{-1}), $\partial \sigma / \partial \Omega$ 为喇曼微分散射截面 (cm^2/sr)。由于喇曼线宽 $\Delta\nu$ 是喇曼介质气压的函数,因此喇曼增益系数 G 将随着气体压力的变化而变化。通过计算可以得到喇曼介质压力 p 和增益系数 G 的一个简单的关系式: $G = Ap / \Delta\nu_s$, $\Delta\nu_s = 11.2/p + 1.58p^{[3]}$ 。图 2 给出了第 1 阶 Stokes 光的增益系数随气体压力变化的数值曲线,计算中 $\lambda_s = 299\text{nm}$, $\Delta N = 0.66N_{\text{tot}}^{[3]}$, $\partial \sigma / \partial \Omega = 3.3 \times 10^{-29} \text{cm}^2/\text{sr}^{[1]}$ 。由图 2 可以看出,在低压情况下增益系

数随着压力的增加很快地升高,但是在高压阶段增益系数则趋向一个饱和值。

Fig. 2 Calculated Raman gain coefficient G as a function of gas pressure for H_2

实验中,首先对不同压力情况下各阶 Stokes 能量进行了测试。图 3 中给出了一阶 Stokes 光的输出能量和气体压力的关系。从图 3 可以看出当 H_2 压

Fig. 3 Energy of the first Stokes versus pressure of H_2

力为 200kPa ,一阶 Stokes 光输出能量最大为 3mJ ,光子转换效率为 15.9% ,但是 200kPa 对应的增益系数并不是最大,这是因为在实验过程中多阶 Stokes 光是同时存在的,每一阶 Stokes 光都有自己的喇曼阈值,只有泵浦能量高于喇曼阈值的时候才能激发相应的 Stokes 散射,那么一阶 Stokes 光在随着增益系数的增加而增加的过程中,当一阶 Stokes 的能量高于二阶 Stokes 的喇曼阈值时,将有一部分能量转换为二阶 Stokes 光,所以一阶 Stokes 光的实验能量曲线并没有和相应增益系数曲线完全一致。但是通过比较两条曲线可以发现,在高压阶段,增益系数趋于平缓,一阶 Stokes 光能量的变换也趋向平缓,这里实验和理论还是基本相符的。

图 4 中给出了二阶 Stokes 的输出能量和 H_2 压力的曲线。二阶 Stokes 对应的输出波长为 341nm ,实验中获得的最大输出能量 6.1mJ ,从实验曲线的趋势看,如果增加 H_2 压力还能获得更高的能量输出,由于实验条件的限制最高气压只能达到 1300kPa ,

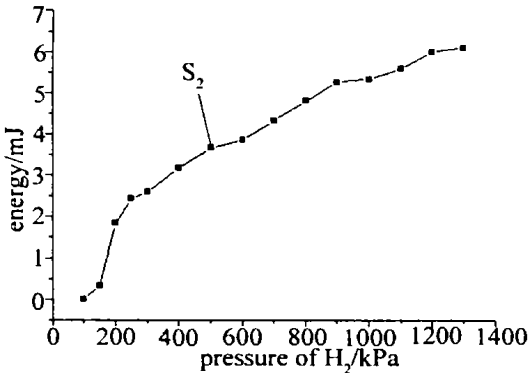


Fig. 4 Energy of the second Stokes versus pressure of H₂

所以更高能量的输出有待于实验条件的改善。对比图3和图4可以更加清楚解释一阶 Stokes 光的实验能量曲线和增益系数曲线不完全一致的现象。在200kPa 的时,是二阶 Stokes 输出能量上升最快的时候,同时也是一阶 Stokes 输出能量开始下降的时候,因此二阶 Stokes 的能量曲线的变化进一步证实了一阶 Stokes 光能量下降的解释。

同样也对三阶 Stokes 的输出能量进行了测量,输出能量随气压的曲线见图5。输出波长为 389nm,最大输出能量为 2.9mJ。

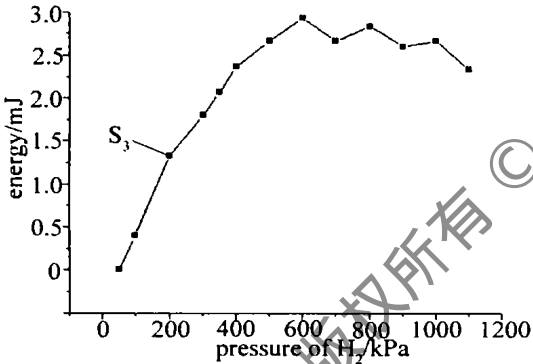


Fig. 5 Energy of the third Stokes versus pressure of H₂

实验中还对 anti-Stokes 进行了研究。前面已经提到,所观察到的喇曼散射其实是受激喇曼散射和四波混频共同作用的结果,所以观测的 Stokes 能量输出包含两个部分,一部分来源于受激喇曼散射,另一部分来源于四波混频。只不过在正向 Stokes 光中,受激喇曼散射现象比较明显,而四波混频效应则相当微弱,所以四波混频可以忽略。对于反向 Stokes,由于 anti-Stokes 的增益系数很小,所以必须考虑四波混频。反一阶 Stokes 光的大部分能量是由泵光和 Stokes 光四波混频产生的,其作用方式可以表示为:

$$\omega_{AS_1} = \omega_p + \omega_{S_1} - \omega_{S_2} \quad (1)$$

$$\omega_{AS_1} = 2\omega_{S_0} - \omega_{S_1}$$

.....

四波混频是一个相当复杂的过程,上面只列出了其

中两种作用方式,对于有 n 阶 Stokes 存在的系统四波混频的作用数目为 $(n-1)(n-2)/2^{[4]}$,故在此就不再一一列举。图6给出了反一阶 Stokes 输出能量随气压的变化曲线。当 H₂ 压力达到 300kPa 的时候,有最大输出能量为 0.8mJ。由于反向 Stokes 散射过程相当复杂,在此不做详细的分析。

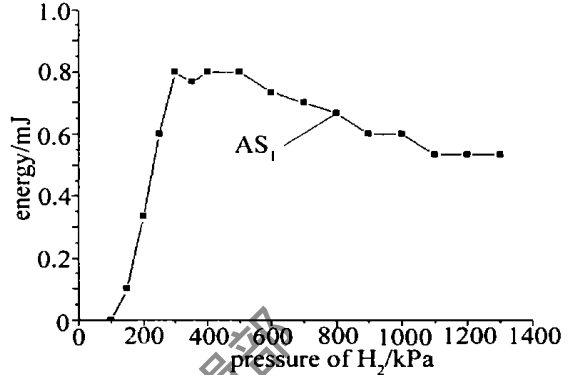


Fig. 6 Energy of the first anti-Stokes versus pressure of H₂

实验中还对 Stokes 光斑形状进行了研究,观察到各阶 Stokes 光斑呈环状,阶次越高环状分布越明显,图7为在 1300kPa 时,用 CCD 拍摄下来的是 AS₃ 的光斑形状。在实验过程中:气压比较低时,可以明

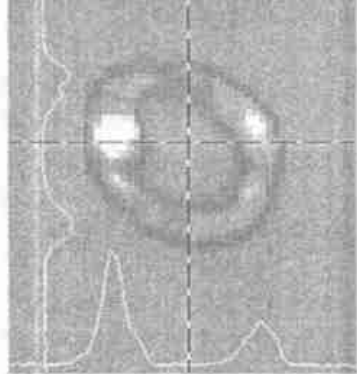


Fig. 7 The spot form of the third anti-Stokes beams

显的看到低阶的光斑呈环行结构。主要是因为低气压是各阶 Stokes 的增益系数,比较小,而且也没有达到喇曼散射的阈值,因此主要能量来自四波混频,只有满足四波混频的波失匹配条件,才有最大的转换效率。所以只有特定方向上,才能满足最佳相位匹配条件,出现环行光斑结构。随着气压的增高, S₁ 光的能量超过各阶 Stokes 光的阈值,这时光斑不再呈现环行结构,因为环行结构淹没在受激喇曼散射光中。而 anti-Stokes 光则不同,在整个过程中光斑都是环行的,因为反 Stokes 光的增益系数相当小,四波混频产生的能量占据了输出能量的大部分,所以输出光斑形状表现出四波混频的现象即环行光斑。

(下转第 176 页)

0.663nm, 输出光束为 TEM_{00} 模式。图 6b 所示为光纤激光器输出功率特性曲线(温控 LD 38℃), 泵浦阈值功率 150mW, 最大斜率效率为 63%, 最大入纤功率为 8W 时, 最大激光输出功率 5.1W。同时, 测得温控 LD 20℃ 时激光器的功率特性, 泵浦阈值功率 165 mW, 当最大入纤功率同样为 8W 时, 输出激光 4.95W, 斜率效率约为 61%。此实验结果有效证明高功率半导体激光器泵浦的中心波长以及掺杂离子的吸收截面变化对光纤激光器的泵浦阈值功率、输出光功率有一定的影响。

与用双色镜耦合的光纤激光器相比, 光纤光栅激光器整个谐振腔结构简单, 且由于光纤光栅为窄带反馈元件, 激光波长精确地由其 Bragg 波长确定, 实验发现, 激光器谱宽与输出功率无关。从实验光纤激光器输出激光光谱图来看, 很难发现存在漏光现象, 同时发现, 当对泵浦源进行温度控制改变输出中心波长时, 其对光纤激光器输出光谱影响甚微, 进一步说明光纤光栅选频特性好, 只输出特定波长激光。

3 结 论

考虑到光纤激光器的泵浦源 LD 的中心波长对掺杂光纤的吸收效率以及光纤激光器输出特性的影响, 利用半导体制冷技术对 LD 建立了严格的温度

控制系统, 通过精密控制 LD 的泵浦工作温度, 使输出中心波长接近 Yb^{3+} 吸收峰 975nm。同时采用光纤光栅作为掺 Yb^{3+} 双包层光纤激光器的谐振腔, 实现了波长 1100nm, 功率 5W, 斜率效率约为 61% 的高功率全光纤化光纤激光器。采用光纤光栅做谐振腔不仅避免了光纤激光器复杂的光路调整、减小了系统各部分的耦合损耗, 而且结构简单、紧凑, 有利于光纤激光器的实用化和商品化。

参 考 文 献

- [1] DOMINIC V, MACCORMACK S, WAARTS R *et al.* Electron Lett, 1999, 35(14): 1158~ 1160.
- [2] SUCHA G, EMDERT H. Laser Focus World, 2000, 36(8): 133~ 136.
- [3] GAPONTSEV V. Laser Focus World, 2002, 38(8): 83~ 87.
- [4] ASK H M, ARCHAMBAULT J L, HANNA D C *et al.* Electron Lett, 1994, 30(11): 863~ 865.
- [5] GOLDBERG L, COLE B, SNIFFER E. Electron Lett, 1996, 33(25): 2127~ 2129.
- [6] PASCHOTTA R, NILSSON J, TROPPEL A C *et al.* IEEE J Q E, 1997, 33(7): 1049~ 1056.
- [7] EVEN P, RONCIN V, KERRINCKX B *et al.* Proc of SPIE, 2001, 4216: 22~ 31.
- [8] REICHEL V, UNGER S, HAGEMANN V *et al.* Proc SPIE, 2000, 3889: 160~ 169.
- [9] KASHYAP R, AMITAGE J R, WYATT R *et al.* Electron Lett, 1990, 26(11): 730.
- [10] SEJKA M, VAMING P, HUBNER J *et al.* Electron Lett, 1995, 31(17): 1445~ 1446.

(上接第 172 页)

3 总 结

受激喇曼散射作为产生新波长激光的手段得到了广泛的应用。实验中用 Nd:YAG 激光器四倍频输出作为氢气受激喇曼散射的泵浦源。一阶 Stokes 的光子转换效率达 15.7%, 二阶 Stokes 光子转换效率达 35.9% 的, 反一阶 Stokes 也有 0.36% 的能量转换效率。在 299nm, 341nm, 398nm, 239nm 波长的激光

输出能量分别为 3mJ, 6.1mJ, 2.8mJ, 0.8mJ。作者研究了 H_2 压力对受激喇曼散射输出能量的影响, 获得了相应的紫外激光输出, 并给出了相应的曲线。

参 考 文 献

- [1] HANER D A, MCDERMID I S. IEEE J Q E, 1990, 26(7): 1292~ 1298.
- [2] BISCHEL W K, DYER M J. J O S A, 1986, A3(5): 677~ 682.
- [3] CHU Zh P, SINGH U N, WILKERSON T D. Appl Opt, 1991, 30(30): 4350~ 4357.
- [4] de SCHOULEPNIKOFF L, MITEV V. Pure Appl Opt, 1997, 6: 277~ 302.