

用光波导提高拉曼光的转换效率

曹念文 袁恽谦 王佩琳 刘文清

(中国科学院安徽光学精密机械研究所 合肥 230031)

摘 要

用波长为 $1.064 \mu\text{m}$ 的 Nd:YAG 激光器作泵浦源泵浦氢拉曼池, 在氢拉曼池中放置充有高压氢气的波导管, 观测到波长 $9.18 \mu\text{m}$ 二阶斯托克斯光输出。泵浦能量为 25 mJ 时其输出能量为 $19.1 \mu\text{J}$, 考虑 40% 的锗片损耗, 二阶斯托克斯光的转换效率为 0.13%

关键词 拉曼光, 拉曼池, 波导管

1 引 言

氢气的拉曼实验很早有人做, 但泵浦激光波长较短, 阈值能量较低, 拉曼光易产生, 用高压氢作为工作物质, 以染料激光器作为泵浦源, 可以得到从真空紫外 ($0.18 \mu\text{m}$) 到近红外 ($2 \mu\text{m}$) 的全光波波段的连续可调的高峰值功率激光脉冲输出。但由于拉曼光阈值与泵浦光波长的立方成反比, 且波长越长增益越小, 故很难用波长较长泵浦光泵浦高压氢产生波长较长的中红外和远红外激光, 以染料激光器作泵浦源, 输出光最长波长达 $7 \mu\text{m}$ ^[1], 利用受激拉曼效应, 也可将 Nd:YAG 激光器工作波段扩展到红外及真空紫外波段。在激光同位素分离, 海洋光学, 生物工程, 光化学, 非线性光学中得到广泛的应用^[2]。本文用波长较长的 $1.064 \mu\text{m}$ 光泵浦高压氢拉曼池, 在拉曼池中放一毛细波导管, 在国内首次获得波长为 $9.18 \mu\text{m}$ 的中红外激光, 该波长的光在大气光学, 分子结构探索, 中红外光电探测器时间响应特性等方面的研究有着广泛的应用前景。实验说明用波导管能降低泵浦光阈值, 提高拉曼光转换效率。

2 实验原理

2.1 受激拉曼散射:

氢气的受激拉曼能级跃迁如图 1^[3]: 当一束频率为 ω_p 的光波照射氢气时, 在散射光中存在着产生了移频的成分 ω_s , 被移动量 $\omega_p - \omega_s = \omega_m$ 等于被照射物质分子的共振频率。当 $\omega_p > \omega_s$ 时, 称为斯托克斯散射, 当 $\omega_p < \omega_s$ 时, 称为反斯托克斯散射。拉曼散射光波长计算公式为:

$$\omega_n = \omega_p + n \times \omega_m, \quad \omega_{-n} = \omega_p - n \times \omega_m.$$

式中 ω_n 为第 n 阶斯托克斯 (as) 光波长的倒数, ω_{-n} 为第 n 阶反斯托克斯光波长的倒数, ω_p 为泵浦光波长的倒数, ω_m 为移频 (cm^{-1}), 氢气的移频为 4155 cm^{-1} 。

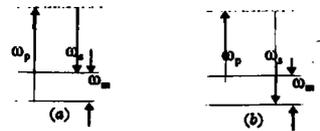


图 1 拉曼散射能级跃迁图

Fig.1 The shift of Raman scattering
a. The shift of Stokes Raman scattering
b. The shift of Anti-Stokes Raman scattering

收稿日期: 1997-04-13

修改日期: 1997-06-04

由于放大作用, 频率为 ω_{-1} 的第一级斯托克斯光和频率为 ω_1 的第一级 as 光有足够的强度, 它们又可作为泵浦光而分别产生频率为 ω_{-2} 和频率为 ω_2 的第二级斯托克斯和 as 光。高级斯托克斯光和 as 光是由低级斯托克斯光与 as 光和泵浦光通过四波混频过程产生的。受激拉曼光的产生需要一定的泵浦阈值能量, 激光单次通过拉曼介质, 产生一级斯托克斯光所需泵浦光阈值为:

$$I_p \geq \frac{\alpha hc \Delta \nu_p^{[4]}}{N \sigma \lambda_p^3}$$

式中 α 为介质对泵浦光的衰减系数, σ 为微分散射截面, 可见受激拉曼散射光泵浦能量阈值强度与泵浦波长的立方成反比, 故波长越长, 受激散射越难产生。

2.2 光波导原理:

从电磁学理论可以推导出, 在光波导中 TE_{01}, TM_{01} 和 EH_{11} 是低阶模, 也是损耗最低的模, 随着模次的增加, 衰减系数增加, 在三种低阶次的模式中, 当介质的折射率大于 2.02 时, EH_{01} 模的损耗最低, 当介质的折射率小于 2.02 时, EH_{11} 模的损耗最低。传输 EH_{11} 模最理想的介质折射率为 $\sqrt{3}$ 左右, 故本文实验中应用玻璃波导管 ($n = 1.45$), 内径为 1 mm 可以认为是毛细波导管, 毛细管波导中的光场由于受到波导的约束, 只有三种波导模: $TE_{00}, TH_{00}, EH_{mn}$ 。一般来说, 在空心介质波导中, 混合模 EH_{mn} 模, 特别是低阶混合模 EH_{11} 模损耗最低。将 EH_{11} 模按高斯光束展开, 在展开式中有一项与高斯光束的 TEM_{00} 模对应。从数值计算得出: 当 TEM_{00} 模的束腰内径 ω_0 与毛细管内径 d 的关系为: $\omega_0 = 64d^{[5]}$ 时, 泵浦光的 TEM_{00} 模能有效地耦合成波导管内的 EH_{11} 模, 从波导管另一端输出的光也能有效地耦合成 TEM_{00} 模。 EH_{11} 和 TEM_{00} 模之间的能量耦合达到 98%。这就是用波导管来提高拉曼光转换效率必须满足的一个重要条件。稍有偏差, 就有很大的能量损耗。有波导管时, 泵浦光的阈值计算公式^[6]为:

$$\int_0^l \frac{2p \exp(-2\alpha z)}{\pi \omega_0^2} dz = \frac{2pl}{\pi \left(\frac{2d}{3}\right)^2} \frac{1 - \exp(-2\alpha l)}{2\alpha l}, \quad (1)$$

其中 $3\omega_0 = 2d, \alpha = \frac{0.216\lambda^2}{d^3}$; 无波导管时, 浦光的阈值计算公式为:

$$\int_{-\frac{l}{2}}^{+\frac{l}{2}} \frac{2p}{\pi \omega^2(z)} dz = \frac{4p}{\lambda} \tan^{-1} \left(\frac{l}{2} \right) = \frac{2\pi p}{\lambda}, \quad (2)$$

其中 $b = \frac{2\pi \omega_0^2}{\lambda}, \omega_0 = \omega(0), l \ll b$ 。当 $l = 1, d = 2 \text{ mm}$ 时, (1) 式的值为 (2) 式值的 60%。可看出利用波导管能降低泵浦能量的阈值。

3 实 验

因为氢气具有最大的拉曼移频, 散射截面大, 增益大且损伤阈值高, 光学性质好, 在产生的光谱波段无吸收存在, 所以我们用氢气做拉曼介质。实验装置如图 2: $L_{\text{池长}} = 480 \text{ mm}, L_{\text{毛细管}} = 460 \text{ mm}, d_{\text{毛细管}} = 2 \text{ mm}$, 泵浦激光是 Nd:YAG 激光器输出光, 波长为 $1.064 \mu\text{m}$ 。脉冲宽度为 30 ps, 拉曼池由不锈钢管和透镜密封窗口组成, 不锈钢管内充 H_2 , 外面装有高压控制阀门和 H_2 压力表。实验之前, 用抽气机把拉曼管中的气体抽掉后充入氢气, 然后再用抽气机把气体抽完, 这样来回抽几次直到管中气体完全排净为止, 最后充入氢气至 $2 \times 10^9 \text{ Pa}$ 。放置一段时间 (约 24 小时) 若从压力表观察未见漏气, 则可进行实验。先用 He-Ne 激光调整光路, 在拉曼管的输出端放一光

屏能观察到同心圆环, 说明光路中各光学元件共轴。泵浦激光发散角为 1 毫弧度, 石英透镜的焦距约为 1.28 m, 聚焦光束束腰内径 ω_0 与毛细管内径 d 满足关系式: $\omega_0 = 0.64 d$, 聚焦光束束腰可以在波导管端口处, 也可在波导管中心或其它位置, 但要使聚焦光束能量完全进入波导管, 不能发生能量损耗, 聚焦光束在波导管中的路径如图 3, 调整好光路后, 用 $1.064 \mu\text{m}$ 光经过透镜打到拉曼池中, 移动透镜使聚焦后的光斑的位置远离 BaF_2 平镜以免功率密度过高损坏 BaF_2 平镜。

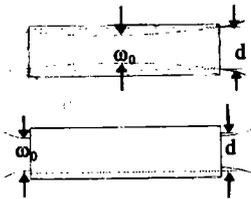


图 3 聚焦光束在波导管中的路径

Fig.3 The path of the focus light in waveguide

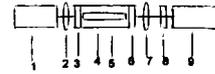


图 2 实验装置图

- 1. 泵浦源, 2. 石英透镜, 3. 石英平镜,
- 4. 波导管 5. 拉曼池, 6. BaF_2 平镜,
- 7. BaF_2 透镜, 8. 锗片, 9. 探测器

Fig.2 Experimental setup

- 1.pumping source, 2.quartz lens, 3.quartz mirror
- 4.waveguide, 5.Raman cell, 6. BaF_2 mirror,
- 7. BaF_2 lens, 8.germanium filter, 9.detector

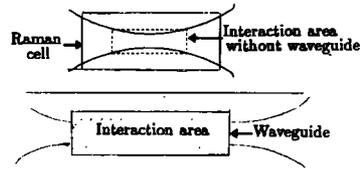


图 4 泵浦光的相干区域

Fig.4 Interference area of pumping light

输出的拉曼光经过锗片后, 只有二阶斯托克斯光 (波长为 $9.18 \mu\text{m}$) 透过, 其它波长的光都被锗片滤去, 透过锗片的拉曼光用 LPE-1A 型能量计测量其能量, 输入光能量用白板取样后, 用能量计测量其能量。改变泵浦光能量, 当泵浦 20 次时, 仅有一次产生一阶斯托克斯光, 定义这时泵浦能量 (功率) 处于阈值状态, 测量其阈值为 1.2 MW; 由于拉曼光的增益与拉曼池长在一定范围内成正比, 我们用 1 m 长的拉曼池 (中间不放波导管) 来作实验, 即使提高泵浦光能量也未能观测到拉曼光。当泵浦能量为 20 mJ 时, 有波导管的拉曼池中也没有产生二阶拉曼光。当增大能量为 25 mJ 时, 刚能观测到二阶斯托克斯光, 而在无波导管的拉曼池中, 即使提高能量到 35 mJ、45 mJ 也观测不到拉曼光, 当增大能量到 80 mJ 左右时, BaF_2 晶体受损伤导致实验失败, 这说明即使增大拉曼池的长度 (不用毛细管), 在上述实验条件下, 也观测不到二阶斯托克斯光, 说明用毛细管大大降低了泵浦光的阈值。

4 结果及分析

测量输入激光的泵浦能量为 25 mJ, 用探测器测量透过锗片的二阶斯托克斯能量为 $19.1 \mu\text{J}$, 考虑锗片有 40% 的能量损耗, 侧二阶斯托克斯能量为 $32 \mu\text{J}$, 能量转换效率为 $32 \mu\text{J}/25 \text{ mJ} = 0.13\%$ 。由公式 $n'\hbar\nu'/n\hbar\nu = \eta$, (n'/n 为量子转换效率, η 为能量转换效率, n', n 分别为斯托克斯光和泵浦光的光子数, ν' 和 ν 分别为斯托克斯光和泵浦光的频率) 可以算出二阶斯托克斯光的量子转换效率为 1.12%。由拉曼光波长的计算公式:

$$\omega_\lambda = \omega_p \pm n \times 4155 \text{ cm}^{-1}, \quad \text{即: } \frac{1}{\lambda} = \frac{1}{1.064 \mu\text{m}} \pm n \times 4155 \times \frac{1}{10000 \mu\text{m}}$$

可知：输出的拉曼光可能存在多阶反斯托克斯光和 1~2 阶斯托克斯光，由公式可知 $1/\lambda$ 不可能为负值，故不可能产生高于二阶的斯托克斯光，即透过锗片的拉曼光为二阶斯托克斯光，波长为 $9.18 \mu\text{m}$ 。

国内有人用 $1.064 \mu\text{m}$ 光泵浦高压氢，产生了 1~8 阶短波方向反斯托克斯光，而正二阶斯托克斯光没有观测到，我们的实验在国内首次获得 $9.18 \mu\text{m}$ 中红外波段的光脉冲输出，之所以这样，是因为在拉曼池中放入了毛细波导，增大了泵浦光的相干作用区，如图 4。我们知道只有功率密度达到阈值时才能产生拉曼光，泵浦光束束腰附近的区域的功率密度最高能达到阈值，可以认为这个区域为相干作用区域，从图 4 可以看出在有波导管的情况下，泵浦光束的相干作用区域比没有波导管时的相干作用区域体积大，再者毛细波导管的内径远远小于拉曼池的内径导致功率密度的提高，降低了泵浦光的阈值能量。另外从公式 (1) 和 (2) 也可看出利用波导管能降低泵浦光的阈值：当 $l=1, d=2 \text{ mm}$ 时，(1) 式的值为 (2) 式值的 60%。这和我们的实验相符合，有波导管时阈值为 1.2 MW，而无波导管时阈值远远大于 1.2 MW。

5 总 结

本实验用波长较长的 $1.064 \mu\text{m}$ 光泵浦高压氢拉曼池，在拉曼池中放一毛细波导管，在国内首次获得波长为 $9.18 \mu\text{m}$ 的中红外激光。通过实验研究及其分析得到以下结论：泵浦光泵浦能量阈值强度与泵浦波长的立方成反比，且波长越长增益越小，受激散射越难产生。波导管可用来提高拉曼光转换效率，但必须满足的一个重要条件， $\omega_0=0.64 d$ ，这样才能使能量损耗最低。有波导管时泵浦光束的相干作用区域比没有波导管时的相干作用区域长，且波导管的内径远远小于拉曼池的内径导致功率密度的提高，因而降低了泵浦光的阈值能量，有利于拉曼光的产生。泵浦光功率密度不能过高否则会损伤 BaF_2 透镜， BaF_2 透镜的损伤阈值为多少，还在进一步研究中。

参 考 文 献

- 1 Wilke V, Schmidt W. Tunable coherent radiation source covering a spectral range from 185~880 nm. *Appl. Physics*, 1979, 18: 235
- 2 郭奕理等. 高压 H_2 受激拉曼散射的阈值与能量转换效率. *物理学报*, 1985, 34(1): 25
- 3 范琦康等 编著. 非线性光学. 南京: 江苏科学技术出版社, 电子工业出版社, 1981. 113
- 4 赫光生等. 产生高阶相干拉曼辐射的两种不同物理机制的研究. *中国激光*, 1985, 13(2): 72
- 5 Berry A J, Hanna D C, Hearn D B. Low threshold operation of a waveguide H_2 Raman laser. *Optics Communications*, 1981, 43(3): 230
- 6 Berry A J, Hanna D C, Hearn D B. Low threshold operation of a waveguide H_2 Raman laser. *Optics Communications*, 1981, 43(3): 231

The Improvement of Conversion Efficiency of Raman Laser with Optic Waveguide

Cao Nianwen Yuan Yiqian Wang Peiling Liu Wenqing

(Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, Acadmia Sinica Hefei 230031)

Abstract

Raman laser at wavelength $9.18 \mu\text{m}$ can be obtained by using Nd:YAG laser at wavelength $1.064 \mu\text{m}$ as a pumping source. The Raman cell is filled with compressed hydrogen with a waveguide in it. The second order light energy measured is $19.1 \mu\text{J}$ after passing through a germanium filter with the pumping energy 25 mJ. The conversion efficiency of the second order light is 0.13% in consideration of the energy loss of the germanium filter (about 40%).

Key words: Raman light, Raman cell, waveguide

曹念文 男, 1967 年生。1996 年于安徽光机所获硕士学位, 学位论文获中科院大恒集团光学奖学金特别奖。现在安徽光机所攻读博士学位。

* * * * *

(上接第 59 页)

An Investigation of the Quantum Electronic Spectral Structure of a Special Fibonacci Quasillattice

Yang Xiangbo

(Physics Teaching and Research Group, Mathematics and Physics Department,
Guangdong University of Technology Guangzhou 510090)

Liu Youyan

(Department of Physics, South China University of Technology Guangzhou 510641)

Abstract

In the framework of single-electron tight-binding on-site model, the splitting rules of the quantum electronic spectra of the special 2-dimensional Fibonacci quasillattice are studied by means of a decomposition-decimation method based on the renormalization-group technique. Under the first approximation, the analytic results show that there are only six kinds of clusters and the electronic energy band is split as type Y and consists of nine subbands. For the higher hierarchy of the spectra, on-site model reduces into transfer model, the electronic spectra are split as type F. The analytic results are confirmed by the numerical simulations.

Key words: Fibonacci, quasillattice, quantum electronic spectra, decomposition-decimation method, renormalization-group