

| 金属蒸气 | SHRS 跃迁 | 泵浦中心 波长(μm) | stokes 中心波长(μm) | 电偶极子矩阵元 r_{ij} (原子单位) | 泵浦染料 | 染料荧光光谱 |
|------|-------------------|-----------------------------|---------------------------------|--|-----------------------------|-----------|
| Na | 3s→4p (3p, 4d) | 0.59 | 2.3 | $\left\{ \begin{array}{l} 3s-3p \quad -4.34 \\ 3p-4d \quad -1.67 \\ 4d-4p \quad -10.5 \end{array} \right.$ | Rhodamine 6G | 0.57~0.66 |
| | | 0.57 | | | | |
| | 3s→4p (3p, 5s) | 0.59 | 3.4 | $\left\{ \begin{array}{l} 3s-3p \quad -4.34 \\ 3p-5s \quad 0.914 \\ 5s-4p \quad 10.3 \end{array} \right.$ | | |
| | | 0.62 | | | | |
| K | 4s→5p (4p, 4d) | 0.77 | 3.7 | $\left\{ \begin{array}{l} 4s-4p \quad -5.13 \\ 4p-4d \quad 0.204 \\ 4d-5p \quad 14.8 \end{array} \right.$ | Nile blue-A perch-lorate | 0.69~0.79 |
| | | 0.70 | | | | |
| | 4s→5p (4p, 6s) | 0.77 | 3.7 | $\left\{ \begin{array}{l} 4s-4p \quad -5.13 \\ 4p-6s \quad 1.07 \\ 6s-5p \quad 10.7 \end{array} \right.$ | | |
| | | 0.70 | | | | |
| Rb | 5s→6p (5p, 5d) | 0.78 | 5.2 | $\left\{ \begin{array}{l} 5s-5p \quad -5.31 \\ 5p-5d \quad -1.02 \\ 5d-6p \quad 15.4 \end{array} \right.$ | 同上 | 同上 |
| | | 0.77 | | | | |
| | 5s→6p (5p, 7s) | 0.78 | 4.0 | $\left\{ \begin{array}{l} 5s-5p \quad -5.31 \\ 5p-7s \quad 1.13 \\ 7s-6p \quad 11.4 \end{array} \right.$ | | |
| | | 0.74 | | | | |

附表引用了三种金属和二种染料有关特性的数据资料。它表明,在 2~5 μm 范围内实现 SHRS 调谐输出原则上是可行的。

[2] S. Chandra *et al.*; *Opt. Commun.*, 1979, **31**, 73.

[3] R. Wyatt *et al.*; *Appl. Phys.*, 1980, **21**, 199.

(厦门大学物理系 林则明 潘振忠
1985年2月21日收稿)

参 考 文 献

[1] D. Cotter *et al.*; *Opt. Commun.*, 1977, **22**, 190.

高压 H_2 受激喇曼散射中二阶斯托克斯 轴向分量的实验研究

Abstract: The experimental results of second order of Stokes in high pressure H_2 SRS are reported in this paper. Some relations between axial component of S_2 and hydrogen pressure as well as pump laser energy are also presented.

受激喇曼散射含有两种物理过程,即纯受激过程和参量四波混频过程。在 4~24 个气压范围内,我们进行 H_2 的受激喇曼散射实验,报道了一阶 Stokes(简称 S_1)中的这两种物理过程^[1]。我们进行的反斯托克斯研究则证实它们是由相位匹配的四波混频与相位失配的四波混频组成^[2]。本文对二阶 Stokes(简称 S_2 , 波长 953.6 nm)进行研究,在所用实验条件下观察了它的轴向散射分量变化。

泵浦光波长为 532 nm, 能量是 50~60 mJ, H_2 喇曼管长 40 cm, 耦合透镜焦距 49 cm。产生的各级散射光经分光棱镜分光,用能量计测量各级的能量。产生的 S_2 的能量可达 10 mJ, 功率为 1.25 MW。

在所使用的 H_2 气压范围内,观察了各气压下 S_1 及 S_2 的空间分布,并对 8 个气压时的 S_1 及 10 和 13 个气压时的 S_2 的空间分布拍了照片。从图 1 可以看出,在 8 个气压下,一阶 Stokes 的空间分布

是由点和环组成，它们是由受激和四波混频这两种过程产生的。图2是 S_2 的空间分布。为进一步深入观测 S_2 的空间结构，用能量计在 S_2 光点周围测量是否还有光能分布。对于由四波混频过程可能产生二阶 Stokes，存在多种四波混频过程，但由于 $\chi_{Res}^{(3)} \ll \chi_{Res}^{(3)}$ ，满足共振条件的组合将占优势。图3给出产生 S_2 的三种可能的四波混频过程，其中(a)、(b)所示的是非共线四波混频过程，它们遵守相位匹配条件 $\Delta K=0$ ，空间分布是圆环，(c)所示的共线四波混频过程存在相位失配因子 ΔK 。我们计算了在上述两种非共线相位匹配条件下 S_2 的输出方向与入射光光轴间的夹角 θ ，在图3(a)的匹配方式时 $\theta_1 \approx 24$ mrad，图3(b)的匹配方式 $\theta_2 \approx 12$ mrad。我们的喇曼管通光口直径是20 mm，如果存在上述两种四波混频过程，则所产生的圆环都不会被挡住，可以顺利地通过并输出。在离出口1.5 m处，根据上述两个 θ 角算出所对应圆环的直径，我们做了一个只在相应的直径处透光的光阑，把它放在该处。这样， S_2 的轴上光点已被光阑挡住，则环状分布的光将有可能透过光阑进入到检测的能量计中。我们将能量计工作在最灵敏挡(分辨率为 $14 \mu\text{J}$)也没有探测有光能，即使我们用一个小的挡光器仅挡去轴上分量，而让轴上光斑以外的光通过，也没有测量到圆环分布的光能。因此，在我们的实验中， S_2 的输出仅有轴向分布。



图1 泵光能量 22.9 mJ, 8 atm 时的光场分布照片

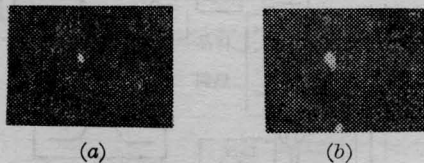


图2 泵光能量 50 mJ (a) 10 atm (b) 13 atm 时 S_2 的光斑

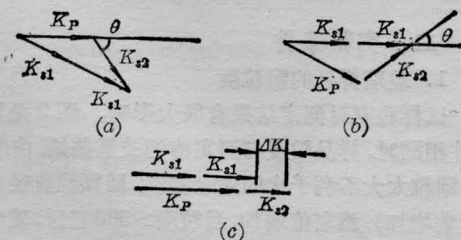


图3 产生 S_2 的四波混频过程

此外，对于 $\omega_p, \omega_{s1}, \omega_{s1}$ 及 ω_{s2} 四波参加作用的四波混频过程，产生的光强是随相位失配因子 ΔK 增加而下降，并且

$$\Delta K = 2K_{s1} - K_p - K_s$$

$$K = \frac{2\pi n_p^t}{\lambda}$$

(n_p^t 为温度为 t 、压力为 P 时氢气的折射率)

$$\frac{n_p^t - 1}{n_{p_0}^t - 1} = \frac{T_0 P}{T P_0} = CP$$

(C 为常数)

$$\Delta K = (\Delta K^\circ) CP$$

因此，在由四波混频过程产生的 S_2 ，相位失配是与气压有关的，并且随压力增加，相位失配越严重，产生的光能变小。我们在泵浦强度不变， H_2 气压由4变到22 atm时，得到 S_2 的输出是随气压升高而增加，并且是单调上升，没有发现随气压升高而下降的现象。

在 H_2 气压为15 atm时，改变泵浦光能量，研究了二阶 Stokes 的输出随泵浦及一阶 Stokes 能量的变化关系，结果如图4所示。图4的曲线明显地显示出，当泵浦能量为18 mJ(此时 S_1 的能量2.4 mJ)时， S_2 的能量陡然增长。当泵浦能量为19~24.5 mJ(此时 S_1 的能量为3~4 mJ)， S_2 的增长趋于缓慢，而后出现饱和。我们所用能量计最低可探测到 $14 \mu\text{J}$ ，在泵浦能量低于18 mJ时， S_2 十分微弱。曲线的陡升段表示 S_2 存在着“阈值”。我们取

$$N = \frac{P}{KT} \approx 3.6 \times 10^{20} / \text{cm}^3,$$

微分散射截面 $\frac{d\sigma}{d\Omega} = 6.88 \times 10^{-31} \text{cm}^2$ ，自发喇曼线宽 $\Delta\nu_R = 0.15 \times 10^{10} \text{Hz}$ ，得到 $\theta_{s2}/I_{s2} \approx 3.35 \times 10^{-3} \text{cm/MW}$ 。我们测量了图4在“阈值”区下部曲线变

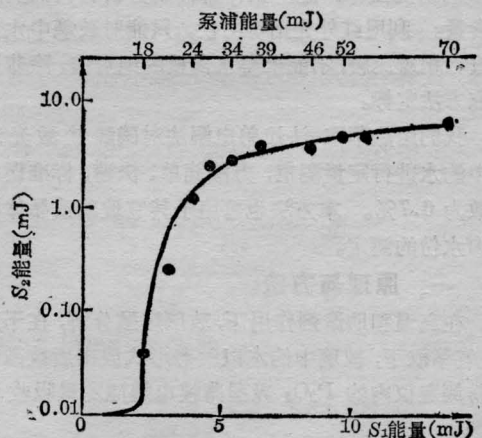


图4 S_2 的能量随 S_1 变化曲线

化的斜率, 取在喇曼管中光场相互作用区内平均光斑直径为 1 mm, 算出在我们实验中由非参量受激过程产生的 S_2 的增益系数为 $g_{s2}/I_{s2}=1.32 \times 10^{-3} \text{ cm/MW}$ 。可看出实验值与计算值是很接近的。

二阶斯托克斯的轴向分量具有较好的模式(光强比较均匀, 无圆环发散结构), 波长 953.6 nm(其他激光器不易达到), 而输出功率可高达 1.25 MW, 因而具有一定的应用前景。

参 考 文 献

- [1] 李港等;《中国激光》, 1984, 11, 330.
[2] 郭奕理等;《物理学报》, 1985, 34, 745..

(清华大学无线电电子学系
许振波 姜采云 郭奕理
1984年11月7日收稿)

磷酸盐激光玻璃中水的测定

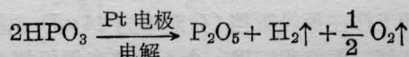
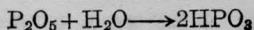
Abstract: This paper describes procedures for determining water content in phosphate laser glasses by thermal outgassing-electrolysis method. An accuracy of within +6.7% can be achieved for phosphate glass samples containing 0.01 wt% water. The ratio between concentration N_{OH} of the OH groups and infrared absorption coefficient K_{OH} at $3.47 \mu\text{m}$ is calculated as $N_{OH}/K_{OH}=4.19 \times 10^{10}$.

在 Er^{3+} 、 Yb^{3+} 和 Nd^{3+} 等离子激活的磷酸盐激光玻璃中, 玻璃中的水对稀土离子亚稳态无辐射能量转移贡献很大。相对而言, 基质的作用较小。对 Nd^{3+} 来说, ${}^4F_{3/2}$ 能级向 4I 能级跃迁的无辐射过程主要受 Nd^{3+} -OH 基和 Nd^{3+} - Nd^{3+} 离子相互作用控制, 而 Nd^{3+} 离子与 OH 基之间偶极子-偶极子相互作用参数大于 Nd^{3+} 离子间的作用。甚至对低掺杂浓度的激光玻璃, 水的荧光猝灭作用也相当有效^[1,2], 因此, 高量子效率的磷酸盐激光玻璃都必须严格除水。近年来, 人们对制造无水磷酸盐激光玻璃的方法及 OH 基对稀土离子荧光猝灭机理进行了大量的研究工作, 这些工作都需要分析材料的实际水含量。利用红外光谱等方法, 只能对玻璃中水含量进行相对比较, 不能求得水含量的绝对值, 除非用其它方法定标。

我们用热萃取-法拉第电解法对磷酸盐激光玻璃中的水进行定量测定, 方法简单、快速, 标准误差系数为 6.7%。本方法也可用于其它玻璃或晶体材料中水份的测定。

一、原理与方法

在高温和助熔剂作用下, 玻璃熔融分解, 在干燥 N_2 气萃取下, 玻璃中的水以气态形式放出后被微量水份测定仪内的 P_2O_5 吸湿薄膜电解池定量吸收和电解:



根据法拉第电解定律, 电解 0.5 mol (9.01 g) 水反应生成的 HPO_3 需要 96494 c 电量。由试样量、载气流量和上述电解反应所消耗的总电量即可计算出玻璃样品中的水含量。图 1 为测定装置示意图。水含量与记录仪记录的水峰面积之间的关系通常用已知含水量的无机盐准确标定。

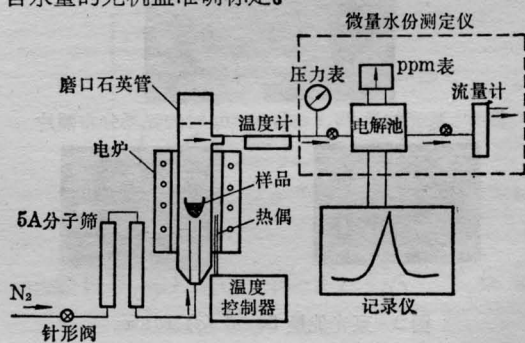


图 1 热萃取电解法测定玻璃中水含量装置示意图

二、实验条件

1. 玻璃样品的颗粒度

试样颗粒度对测定结果有很大影响。图 2 是其它条件相同时, 样品颗粒度与测定值的关系曲线。由图可见, 颗粒太大不利于水的完全放出, 随颗粒直径减小(目数增加), 测定值增加, 当颗粒度 > 300 目时, 玻璃水含量的测定值趋于稳定。