

在实验中还发现,即使是同样组分 $x$ 、同样掺杂、同样切割、同样厚度的不同晶体样品,它们的耦合效率也会有很大的差别。其原因推测是它们极化或退极化的情况不同所致。Ce-SBN单晶的居里点 $T_c$ 一般较低(低于 $100^\circ\text{C}$ )可能是其易退极化的原因。

实验中所用晶体全部系上海硅酸盐研究所提供,在此谨表示深切的谢意。

## 参 考 文 献

- 1 徐怀方 *et al.*, 中国激光 **14**(4), 220(1987)
- 2 Baruch Fisher *et al.*, *Opt. Lett.*, **6**(11), 519(1981)
- 3 Baruch Fisher *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **40**(10), 863(1982)
- 4 P. V. Lenzo *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **11**(1), 20(1967)

(收稿日期:1987年11月6日)

# 基于不等频二步激发Ca蒸气产生的受激 和串级受激辐射\*

金海燕 陈 郁 李永放 王祖赓

(华东师范大学物理系)

## Stimulated and cascade stimulated radiation based on unequal frequency two-step excitation in Ca vapor

Jin Haiyan, Chen Yu, Li Yongfang, Wang Zugeng

(Department of Physics, East China Normal University, Shanghai)

提要:由氮分子激光器同步泵浦的两台染料激光器二步激发Ca蒸气,产生位于红外和可见光波段的受激和串级受激辐射。文中对产生受激辐射的机制,包括单重态之间的碰撞能量转移等过程,作了分析和讨论。

关键词:二步激发, Ca蒸气, 受激、串级受激辐射

### 一、引 言

碱土金属的第一激发态能级较高,高位激发态又非常密集,所以,对泵浦光源的选择要求比较高。例如,对于Ca原子,如欲以单光子泵浦它到高位能级,则需用紫外激光;如以等频双光子进行激发,通常也需用能量较大的泵浦源。

Trainor等人<sup>[1]</sup>利用波长为249nm的紫外激光激发Ca原子,获得了533和586nm的受激辐射。Ding<sup>[2]</sup>使用输出能量大于1mJ的可见区激光,等频双光子激发Ca原子到 $4p^2\ ^1D$ 、 $4p^2\ ^3S$ 、 $4s^5\ ^1D$ 、 $4s^5\ ^3S$ 能级,产生了相应的受激辐射。这种等频双光子激发方式,虽然不必使用紫外激光,但往往由于对中间能级离共振过大而需要较高的泵浦能量。

我们选择了不等频二步共振激发方式。以 $\text{N}_2$ 激光同步泵浦的两台染料激光器作为泵浦源,使Ca

原子经二步共振激发后布居到 $4p^2\ ^1D$ 能级,产生波长位于2.507、2.047、2.929、3.086、2.526和 $1.035\ \mu\text{m}$ 的红外受激辐射以及671.7和714.8nm的可见波段受激辐射,其中2.929、3.086和 $1.035\ \mu\text{m}$ 的受激辐射尚未见报道。我们注意到,即使在本实验中仅以输出能量约为 $20\ \mu\text{J}$ 的泵浦光,仍能产生输出能量约为数百nJ的红外受激辐射,而且还观察到许多一级和二级串级受激辐射,以及基于高位单重态之间碰撞能量转移产生的受激辐射。我们还观察到将Ca原子等频双光子激发到同一能级 $4P^2\ ^1D$ 后所产生的受激辐射。

### 二、实验装置

实验装置如图1所示。由 $\text{N}_2$ 激光器1(输出能量约为2mJ)同步泵浦的两台染料激光器2(染

\* 国家自然科学基金资助课题。

\*\* 永久地址:西安市陕西师范大学物理系。

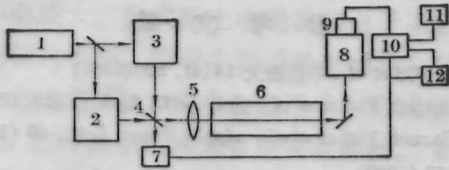


图1 实验装置

1—N<sub>2</sub>激光器; 2—S420染料激光器; 3—R590染料激光器; 4—分束器; 5—聚焦镜; 6—样品管; 7—触发器; 8—光栅单色仪; 9—光电倍增管或红外探测器; 10—信号处理系统; 11—x-y记录仪; 12—示波器

料为S420和3(染料为R590)分别作为Ca原子的第一步和第二步激发源。这两束激光(能量约为20 μJ, 脉宽约为7 ns)经一块高透高反膜4(对423 nm的透射率为95%以上, 对586 nm的反射率为95%以上), 由聚焦透镜5共线聚焦于陶瓷样品管6的中心, 陶瓷管长为75 cm, 加热区长为22 cm, 内装有约5g光谱纯的Ca样品, 并充有10 Torr缓冲气体Ar。样品管由控温仪控制在900°C, 这时Ca原子浓度为 $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ 。由样品管前向出射的定向信号经适当的滤光片滤去剩余的泵浦光后导入单色仪8进行分析, 并用光电倍增管或PbS探测器9探测。探测器的输出信号经采样积分仪处理后, 由x-y记录仪11记录, 同时用示波器12观察。

### 三、结果和讨论

1. 基于二步共振激发的受激和串级受激辐射  
将第一步泵浦激光波长调谐到Ca原子 $4s^2 1S_0 \rightarrow 4s^4 p^1 P_1^0$ 跃迁(共振波长422.7 nm), 同时将第二步泵浦激光的波长调谐到 $4s4p^1 P_1^0 \rightarrow 4p^2 D$ 跃迁(共振波长585.7 nm), 如图2所示。形成了 $4p^2 D$ 能级对 $4s5p^1 P_1^0$ 和 $3d4p^1 D_2^0$ 能级粒子数反转, 从而产生波长为2.507 μm ( $4p^2 D \rightarrow 4s5p^1 P_1^0$ )和2.047 μm ( $4p^2 D \rightarrow 3d4p^1 D_2^0$ )两个红外受激辐射, 继 $4s5p^1 P_1^0$ 和 $3d4p^1 D_2^0$ 两个能级获得布居后, 又形成了对较低能级的粒子数反转, 从而产生了下列第一级串级受激辐射: 2.929 μm ( $4s5p^1 P_1^0 \rightarrow 4s5s^1 S$ ), 671.7 nm ( $4s5p^1 P_1^0 \rightarrow 4s3d^1 D_2$ )和714.8 nm ( $3d4p^1 D_2^0 \rightarrow 4s3d^1 D_2$ ), 接着又产生了波长为1.035 μm ( $4s5s^1 S_0 \rightarrow 4s^4 p^1 P_1^0$ )的第二级串级受激辐射。图3为所测得的受激辐射谱, 图中信号强度未经探测器光谱响应和单色仪光谱密度等因子的修正。实验测得所观察到的定向红外辐射的发散角约为15 mrad, 大约与在本实验条件下所测得的剩余泵浦光的发散角相当。

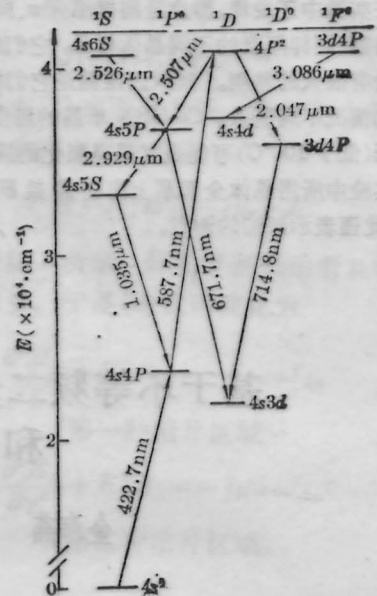


图2 与二步泵浦Ca原子产生的受激辐射有关的部分能级

#### 2. 基于碰撞能量转移的受激辐射。

Ca原子的 $4p^2 D_2$ 与 $4s6s^1 S_0$ 两个能级之间的间隔以及 $4p^2 D_2$ 与 $3d4p^1 F_3^0$ 两个能级之间的间隔分别为 $30 \text{ cm}^{-1}$ 和 $182 \text{ cm}^{-1}$ , 这为碰撞能量转移提供了有利的条件。本实验中, 当二步共振激发Ca $4p^2 D$ 能级时, 除了产生起始于 $4p^2 D$ 能级的受激辐射2.507和2.047 μm外, 还测量到分别起始于 $4s6s^1 S$ 和 $3d4p^1 F_3^0$ 两个能级的受激辐射信号2.526 μm ( $4s6s^1 S \rightarrow 4s5p^1 P_1^0$ )和3.086 μm ( $3d4p^1 F_3^0 \rightarrow 4s4d^1 D$ ), 它们的强度约比2.507 μm信号强度小2—3个数量级, 图4(a)示出了所测得的这两个信号。而当二步共振激发 $4s6s^1 S$ 能级时, 除了产生起始于 $4s6s^1 S$ 能级的受激辐射2.526 μm和其它相应的串级受激辐射外, 还产生了起始于 $4p^2 D$ 和

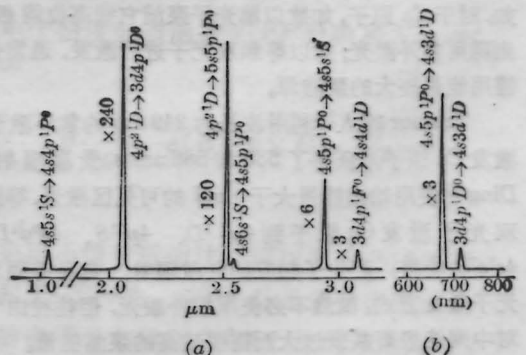


图3 受激辐射谱

(a) 红外波段; (b) 可见波段

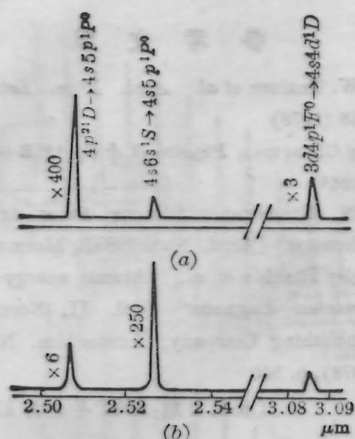


图4 通过碰撞能量转移产生的受激辐射  
(a) 泵浦波长  $\lambda_1=422.7 \text{ nm}$ ;  $\lambda_2=585.7 \text{ nm}$   
(b) 泵浦波长  $\lambda_1=422.7 \text{ nm}$ ;  $\lambda_2=586.7 \text{ nm}$

$3d4p^1F^0$  两个能级, 波长分别为  $2.507$  和  $3.086 \mu\text{m}$  的受激辐射信号, 它们的强度同样比  $2.526 \mu\text{m}$  的信号强度小  $2\sim 3$  个数量级, 如图 4(b) 所示。

### 3. 若干特性

实验发现,  $2.507$  与  $2.047 \mu\text{m}$  两个起始于同一上能级  $4p^{21}D$  的光泵受激辐射的行为显示出较大的差别。

在二步共振激发  $\text{Ca}4p^{21}D$  能级时, 波长为  $2.047 \mu\text{m}$  的受激辐射比波长为  $2.507 \mu\text{m}$  的受激辐射强一倍左右, 但是, 一旦第一步泵浦光共振数拾波数(这时调谐第二步泵浦光波长, 仍使  $\omega_1 + \omega_2 = \omega(4p^{21}D \rightarrow 4s^{21}S)$ ),  $2.047 \mu\text{m}$  辐射信号完全消失, 而  $2.507 \mu\text{m}$  信号仍有约  $1/2$  的强度, 直到第一步泵浦光共振达数百波数时才完全消失。以上实验事实表明, 相对于  $2.507 \mu\text{m}$  辐射来说产生  $2.047 \mu\text{m}$  辐射要求  $4p^{21}D$  能级布居更多的粒子数。

上述两信号强度随泵浦光能量的变化关系也有明显差别。图 5 示出了两信号的强度随第一步泵浦

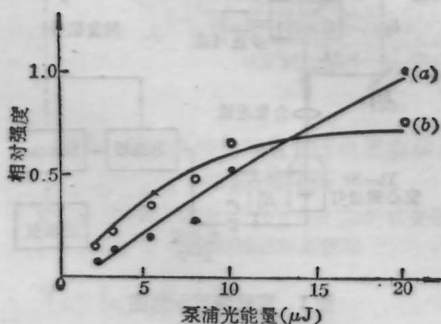


图5 受激辐射的强度随第一步泵浦光能量的变化关系  
(a)  $2.047 \mu\text{m}$ ; (b)  $2.507 \mu\text{m}$

光能量变化的关系。显见, 当泵浦光能量较小时,  $2.507 \mu\text{m}$  辐射的信号强度大于  $2.047 \mu\text{m}$  辐射的信号强度。当泵浦能量超过一定值时,  $2.047 \mu\text{m}$  辐射的信号强度超过了  $2.507 \mu\text{m}$  辐射的信号强度, 并对后者产生了抑制作用, 使  $2.507 \mu\text{m}$  辐射渐趋饱和。在我们的泵浦能量范围内,  $2.047 \mu\text{m}$  辐射随泵浦光能量的增加几乎是直线增加。这表明, 相对于  $2.507 \mu\text{m}$  辐射来说,  $2.047 \mu\text{m}$  辐射有较高的泵浦光阈值, 而且反映了这两个受激辐射之间的竞争现象。

图 6 为上述两受激辐射信号随温度的变化关系。可见, 两者的差别极为显著。  $2.047 \mu\text{m}$  辐射的温度阈值明显高于  $2.507 \mu\text{m}$  辐射的温度阈值, 而且前者随温度的变化要比后者急剧。

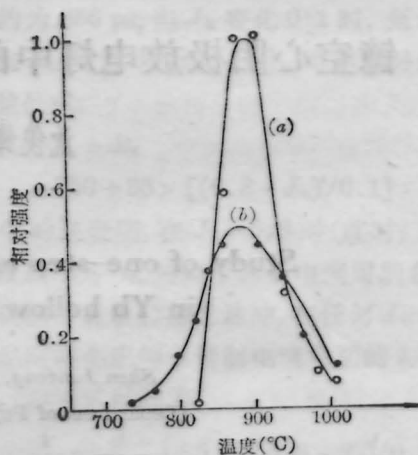


图6 受激辐射强度随温度变化的关系  
(a)  $2.047 \mu\text{m}$ ; (b)  $2.507 \mu\text{m}$

### 4. 与等频双光子的比较

当改用  $\text{N}_2$  分子激光器泵浦的 C480 染料激光等频双光子激发  $\text{Ca}4p^{21}D$  能级时(泵浦波长  $491.1 \text{ nm}$ , 泵浦能量约为二步法中两束泵浦光能量之和), 在其他实验条件不变的情况下, 仅仅观察到  $2.507 \mu\text{m}$ 、 $2.047 \mu\text{m}$ 、 $2.929 \mu\text{m}$ 、 $671.7 \text{ nm}$  和  $714.8 \text{ nm}$  的受激辐射。实验结果表明,  $2.507 \mu\text{m}$  辐射的信号强度比不等频二步激发时小  $20$  倍左右, 而  $2.047 \mu\text{m}$  辐射的信号强度则下降了大约  $50$  倍, 另外, 由碰撞转移产生的  $3.086 \mu\text{m}$  和  $2.526 \mu\text{m}$  辐射等已不再出现。如果进一步改善二步激发中两束泵浦光在空间和时间上的重合程度, 提高其相干性, 信号的强度会大大增加, 这时等频双光子泵浦下的信号强度与二步激发相比, 将下降更甚。

$$\text{等频双光子过程激发几率 } P \propto \frac{I^2}{|\Delta|^2} (\Delta \text{ 为激发})$$

频率对中间能级的失谐量),而二步共振激发是两个单光子过程的迭加,其几率 $\propto \frac{I_1}{I} \cdot \frac{I_2}{I}$  ( $I$  为线宽因子)。一般情况下,  $\Delta \gg \Gamma$ , 因而即使在本实验中  $I \sim I_1 + I_2$ , 二步泵浦激发几率仍大于等频双光子激发几率。但当增大泵浦光能量,以至于发生了饱和效应时,两种激发机制对上能级布居的贡献有可能相同。此外,在高的泵浦能量下,由于出现 Energy-Pooling 过程或多光子电离等过程会使中间态粒子数减少,从而影响了最终布居于  $4p^{21}D$  能级的粒子数,有可能出现对等频双光子激发更有效情况(因它不受中间能级粒子数布居的影响)。

### 参 考 文 献

- 1 D. W. Trainor *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **33**(7), 648 (1978)
- 2 Ding Chengmao, *Physica B & C*, **125B+C**(3), 396 (1984)
- 3 A. N. Nesmeyanov "Vapor Pressure of the Elements" (Acad. Nauk SSSR, Moscow, 1961)
- 4 Stanley Bashkin *et al.*, "Atomic energy-level and grottrian diagrams" (Vol. II, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, New York, 1978), p. 340

(收稿日期:1987年9月11日)

## 镱空心阴极放电灯中的单步和双步光电流效应的研究

沈俊锋 刘怡周 黄正东

(浙江大学物理系)

### Study of one-step and two-step optogalvanic effect in Yb hollow cathode discharge lamps

Shen Junfeng, Liu Yizhou, Huang Zhengdong

(Department of Physics, Zhejiang University, Hangzhou)

摘要: 本文研究镱-氦空心阴极灯中镱的单步和双步共振激发的光电流信号, 相应的能级跃迁为  $4f^{14}6s^2 1S_0 - 4f^{14}6s6p^3 P_1^0 - 4f^{14}6s7s^1 S_0$ 。

关键词: 镱空心阴极放电灯, 光电流效应

### 一、引 言

利用激光光电流效应(OGE)来研究 Yb 的光谱, 至今在国内外文献上尚未见报道。我们使用 Yb—Ne 空心阴极放电(HCD)灯和两台可调谐染料激光器, 取得了 Yb 的单光子激发跃迁  $4f^{14}6s^2 1S_0$  (基态) —  $4f^{14}6s6p^3 P_1^0$  和双步共振激发跃迁  $4f^{14}6s^2 1S_0 - 4f^{14}6s6p^3 P_1^0 - 4f^{14}6s7s^1 S_0$  的光电流信号(OGS)。

### 二、实 验

实验装置如图 1 所示。

利用一台倍频 YAG 激光器(其激光脉冲宽度 9ns, 重复率 8.3pps)同时泵浦两台染料激光器, 第一台用 R—560 染料 ( $\lambda_1$ , 调谐范围 541~583nm),

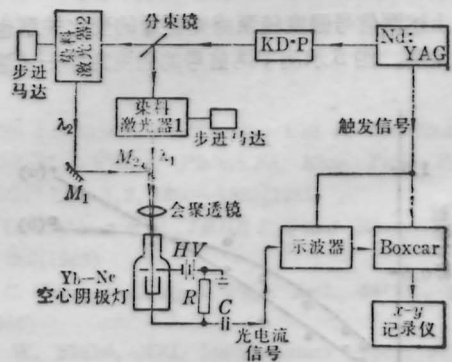


图 1 实验装置示意图

第二台用 DCM—606 染料 ( $\lambda_2$ , 594~630nm), 激光线宽约 0.03nm, 激光能量在 25  $\mu$ J/脉冲左右。