

## Ne 原子 509~475 nm 波段的光电流光谱

**Abstract:** We have observed laser optogalvanic spectroscopy of neon in hollow cathode lamp using Nd:YAG laser frequency-tripled output to pump LD490 dye laser and calibrated 53 spectral lines in the range of 509-475 nm.

### 一、实验装置与方法

图 1 是实验装置的示意图。光源是 Nd:YAG 三倍频泵浦的染料激光器, 使用 LD490 染料, 可调范围 510~475 nm, 脉冲能量为 0.3 mJ, 脉冲宽度 15 ns, 输出线宽 0.01 nm。空心阴极灯为上海电光器件厂出产的 KY 型空心阴极灯, 光电流信号经 0.02  $\mu\text{F}$  的电容耦合至 Boxcar 积分器 (M162 和 M165) 或示波器中, Boxcar 积分器的输出接  $x-y$  记录仪

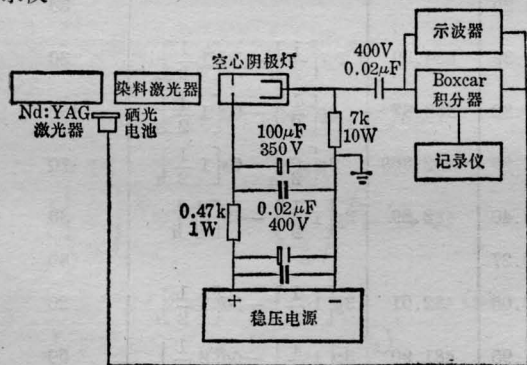


图 1 实验装置

我们在示波器上对 509~475 nm 波段内 Pr-Ne、Nd-Ne 二种空心阴极灯的谱线进行了观测, 共得到 58 条两种灯共有的谱线, 其信号宽度一般在  $\mu\text{s}$  量级。图 2 是用 Boxcar 积分器记录的 505~500 nm 波段光电流光谱。

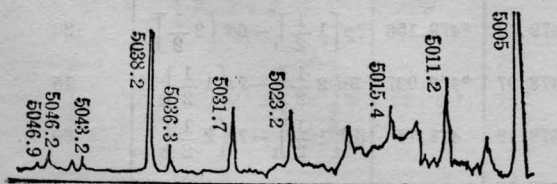


图 2 用 Boxcar 积分器记录的 505~500 nm 波段光电流光谱, 图中波长单位为  $\text{\AA}$

为了提高信噪比, 除采取屏蔽措施外, 我们对实验中使用的国产 YJ32-2 型晶体管直流稳压电源输出附加了 RC-II 型滤波电路, 收到了良好效果。

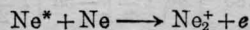
### 二、结果与讨论

#### 1. 谱线的标定

我们对实验中得到的 509~475 nm ( $19646.4 \sim 21097.0 \text{ cm}^{-1}$ ) 波段 58 条 Pr-Ne 及 Nd-Ne 空心阴极灯的公共谱线进行了标定。可以推测其中绝大部分应为工作气体 Ne 的光电流谱线。在这 58 条谱线中, 已经包括了美国国家标准局 (NBS) 1980 年 12 月出版的波长表中 7 条谱线 (表 (1) 中 \* 号所示)。每条谱线的波长是直接由染料激光器的波长鼓读出的, 其精度为  $\pm 0.05 \text{ nm}$ 。我们用 NBS 能位表对所有的谱线进行了识别。因为  $1S_5-2P_1$  的间距  $16996.6 \text{ cm}^{-1}$  以及  $2S_5$  到电离限的距离  $15328.6 \text{ cm}^{-1}$  小于  $19646.4 \text{ cm}^{-1}$ ; 而  $1S_5-3P_{10}$  的间距  $28476.1$  又大于  $21097.0 \text{ cm}^{-1}$ , 所以在激光调谐范围内所有 Ne 原子跃迁只能起源于  $2P_i$  能级。考虑了空气中的波长修正后, 实测波长  $\lambda$  和根据 NBS 能位表计算的波长  $\lambda'$  以及相应的跃迁一并列入表 1。

#### 2. 时间波形的讨论

图 3 是用 Boxcar 积分器记录的 Ne 原子 503.82 nm 谱线的时间波形, 由于  $2P_i$  属于非亚稳态, 所以是负的光电流信号。此外由于谱线中最低跃迁上能级  $4S_5$  的激发能量为  $20.9 \text{ eV}$ , 大于  $\text{Ne}_2^+$  分子离子的电离能  $20.3 \text{ eV}^{[1]}$ , 而  $2P_i$  能级中最高  $2P_1$  能级的能量只有  $19.0 \text{ eV}$  小于  $20.3 \text{ eV}$ , 因此, 由于光激发原子由  $2P$  能级跃迁至  $4S_5$  以上的能级后, 将使缔合离化截面增加, 即



这也导致负光电流信号。

#### 3. 非共振信号的影响

当激光直接照射到阴极表面时, 在一定条件下,

表 1

$\lambda(\text{nm})$	$\lambda'(\text{nm})$	相 应 跃 迁 (用 J-L 耦合符号标记)	光 电 流 信 号 强 度 (mV)	$\lambda(\text{nm})$	$\lambda'(\text{nm})$	相 应 跃 迁 (用 J-L 耦合符号标记)	光 电 流 信 号 强 度 (mV)
508.27	508.28	$3p'[1\frac{1}{2}]_2 - 7s[1\frac{1}{2}]_2$	15	494.05	494.04	$3p[1\frac{1}{2}]_2 - 7s[1\frac{1}{2}]_1$	40
508.21	508.18	$3p[2\frac{1}{2}]_2 - 5d[3\frac{1}{2}]_3$	100	492.96	492.96	$3p'[1\frac{1}{2}]_1 - 7s'[1\frac{1}{2}]_1$	25
508.07	508.02	$3p[2\frac{1}{2}]_2 - 5d[1\frac{1}{2}]_2$	20	489.90	489.93	$3p[1\frac{1}{2}]_1 - 7s[1\frac{1}{2}]_2$	30
507.84	507.80	$3p[2\frac{1}{2}]_2 - 5d[1\frac{1}{2}]_1$	40	489.32	489.34	$3p[1\frac{1}{2}]_1 - 7s[1\frac{1}{2}]_1$	50
507.61	507.65	$3p'[1\frac{1}{2}]_2 - 7s[1\frac{1}{2}]_1$	80	488.60	*488.626	$3p'[1\frac{1}{2}]_2 - 7s'[1\frac{1}{2}]_1$	130
505.47	505.43	$3p'[1\frac{1}{2}]_1 - 7s[1\frac{1}{2}]_1$	20	486.93	486.96	$3p[1\frac{1}{2}]_2 - 6d[1\frac{1}{2}]_1$	40
504.83	504.80	$3p'[1\frac{1}{2}]_1 - 6d[1\frac{1}{2}]_0$	30	486.80	486.78	$3p[1\frac{1}{2}]_2 - 6d[3\frac{1}{2}]_3$	30
504.76	504.72	$3p'[1\frac{1}{2}]_1 - 6d[1\frac{1}{2}]_1$	15	486.74			80
504.46	504.43	$3p'[1\frac{1}{2}]_1 - 6d[1\frac{1}{2}]_2$	30	486.64	486.69	$3p[1\frac{1}{2}]_2 - 6d[1\frac{1}{2}]_2$	80
504.19	504.17	$3p'[1\frac{1}{2}]_1 - 6d[2\frac{1}{2}]_2$	10	486.53	486.57	$3p[1\frac{1}{2}]_2 - 6d[1\frac{1}{2}]_1$	40
503.96	*503.914	$3p[2\frac{1}{2}]_3 - 5d[3\frac{1}{2}]_4$	150	486.40	486.44	$3p[1\frac{1}{2}]_2 - 6d[2\frac{1}{2}]_3$	100
503.77	503.74	$3p[2\frac{1}{2}]_3 - 5d[1\frac{1}{2}]_2$	80	485.37	485.35	$3p'[1\frac{1}{2}]_1 - 6d'[2\frac{1}{2}]_2$	40
503.59	503.56	$3p'[1\frac{1}{2}]_0 - 10d[1\frac{1}{2}]_1$	10	485.25			30
503.31	503.29	$3p[2\frac{1}{2}]_2 - 5d[2\frac{1}{2}]_2$	100	484.39	484.39	$3p'[1\frac{1}{2}]_1 - 7d[1\frac{1}{2}]_1$	30
502.46	502.43	$3p[2\frac{1}{2}]_2 - 6s'[1\frac{1}{2}]_1$	30'	483.82	483.87	$3p[1\frac{1}{2}]_1 - 6s[1\frac{1}{2}]_2$	100
501.71	501.66	$3p[1\frac{1}{2}]_0 - 6d[1\frac{1}{2}]_1$	10	482.83	*482.868	$3p[1\frac{1}{2}]_1 - 6s[1\frac{1}{2}]_1$	70
501.26	501.24	$3p[1\frac{1}{2}]_0 - 6d[1\frac{1}{2}]_1$	20	482.40	482.39	$3p[1\frac{1}{2}]_1 - 6d[1\frac{1}{2}]_1$	30
501.10			10	482.27			80
500.68	*500.655	$3p[1\frac{1}{2}]_2 - 5d'[2\frac{1}{2}]_3$	80	482.06	482.01	$3p[1\frac{1}{2}]_1 - 6d[1\frac{1}{2}]_1$	20
500.21	500.18	$3p'[1\frac{1}{2}]_2 - 6d[1\frac{1}{2}]_1$	15	481.95	481.90	$3p[1\frac{1}{2}]_1 - 6d[2\frac{1}{2}]_2$	50
500.02	499.99	$3p'[1\frac{1}{2}]_2 - 6d[3\frac{1}{2}]_3$	15	481.85	481.82	$3p[1\frac{1}{2}]_0 - 7d[1\frac{1}{2}]_1$	50
499.91	499.89	$3p'[1\frac{1}{2}]_2 - 6d[1\frac{1}{2}]_2$	15	481.15	481.15	$3p'[1\frac{1}{2}]_2 - 6d'[2\frac{1}{2}]_2$	40
499.66	499.64	$3p'[1\frac{1}{2}]_2 - 6d[2\frac{1}{2}]_2$	50	481.10	481.08	$3p[1\frac{1}{2}]_2 - 6d'[1\frac{1}{2}]_1$	60
497.76	497.74	$3p'[1\frac{1}{2}]_1 - 6d[1\frac{1}{2}]_2$	10	480.08	480.07	$3p'[1\frac{1}{2}]_0 - 11d'[1\frac{1}{2}]_1$	40
497.64	497.61	$3p'[1\frac{1}{2}]_1 - 6d[1\frac{1}{2}]_1$	30	479.10	*479.156	$3p'[1\frac{1}{2}]_1 - 6d'[2\frac{1}{2}]_2$	120
497.52	497.49	$3p'[1\frac{1}{2}]_1 - 6d[2\frac{1}{2}]_2$	30	478.97	*479.027	$3p[2\frac{1}{2}]_3 - 7s[1\frac{1}{2}]_2$	15
495.86	495.85	$3p[1\frac{1}{2}]_1 - 5d'[1\frac{1}{2}]_2$	60	478.12	478.17	$3p'[1\frac{1}{2}]_1 - 7d[2\frac{1}{2}]_2$	30
495.68	495.63	$3p[1\frac{1}{2}]_1 - 5d'[1\frac{1}{2}]_1$	40	477.87			20
494.64	494.64	$3p[1\frac{1}{2}]_2 - 7s[1\frac{1}{2}]_2$	60	475.32	*475.407	$3p[2\frac{1}{2}]_2 - 6d[3\frac{1}{2}]_3$	20

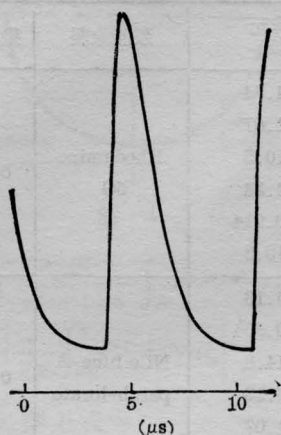


图3 503.82 nm 谱线的时间波形

金属阴极中的电子将吸收光子的能量脱出阴极表面,使放电电流增加,产生所谓非共振光电流效应(区别于原子能级间共振吸收引起的光电流信号)。这种现象在短波段尤其明显,甚至与共振的光电流信号一个数量级。峰值位置也几乎与共振信号重合,以致用 Boxcar 积分器的取样门很难将二者分开。所以图 2 仅仅给出了  $\lambda > 500 \text{ nm}$  波段的谱线。

对于  $\lambda < 500 \text{ nm}$  波段,由于非共振背景噪声明显变大,我们给出的是用示波器观测的结果。

当  $\lambda = 500 \text{ nm}$  时,光子具有的能量为  $2.48 \text{ eV}$ ,与已知的 Pr 元素脱出功  $2.7 \text{ eV}$ <sup>[4]</sup> 相比要小  $0.2 \text{ eV}$ ,但由于空心阴极灯阴极表面温度一般在  $5000 \text{ K}$  左右<sup>[3]</sup>,而  $0.2 \text{ eV}/5000 \text{ K} \sim 10^{-5} \text{ eV/K}$ ,与金属脱出功随温度的变化规律  $d\phi_m/dT = 10^{-5} \sim 10^{-6} \text{ eV/K}$ <sup>[2]</sup> 是一致的。为了减少非共振信号对短波段光电流检测的干扰,我们认为一个根本的途径就是改变空心阴极灯的阴极结构,避免激光直接照射阴极表面。

### 参 考 文 献

- [1] H. U. Mittmann, H. P. Weise; *Z. Naturforsch.*, 1974, **29a**, 400.
- [2] 清华大学,华南工学院,“阴极电子学与气体放电原理”。
- [3] Norman J. Dovid *et al.*; *Appl. Opt.*, 1982, **21**, 1468.
- [4] 中山大学金属系;《稀土物化化学常数》,冶金工业出版社 1978 年 11 月。

(吉林大学物理系 王 薇 蒋占魁 骆兴业  
1985 年 4 月 5 日收稿)

## 低阈值红外受激超喇曼调谐装置

**Abstract:** A design using output from a bifrequency, colinear dye laser pumped by short-pulse xenon flash lamp is presented. The stimulated hyper-Raman radiation of near and middle IR may be generated by simultaneous single-double photon resonance enhancement. It has the features of low threshold, wider tunable range and low cost.

金属蒸气受激超喇曼散射 (SHRS) 过程的 Stokes 增益由下式决定<sup>[1]</sup>:

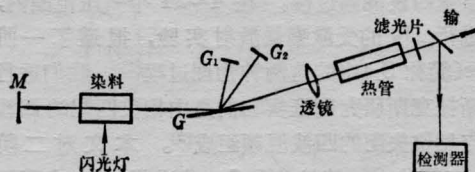
$$G_{HR} \propto \frac{I_{p1} I_{p2} r_{j1}^2 r_{j2}^2}{(\Omega_{jg} - \omega_{p1} - \omega_{n2})^2 (\Omega_{jg} - \omega_{p1})^2}$$

如能使泵浦光频率  $\omega_{p1}$ 、 $\omega_{p2}$  分别连续可调,以同时实现单光子和双光子共振增强,则有可能获得极低的泵浦阈值。但是,在已发表的 SHRS 文章中,还只是利用单一频率的泵浦光(使  $\omega_{p1} = \omega_{p2}$ ) 的实验结果。

我们这里提出一种设计方案,利用商品短脉冲氙灯(脉宽微秒级,功率  $10 \text{ MW}$  以上)作为双频调谐激光器的泵浦源,用二种染料(若丹明 6G 和尼尔兰),三种金属蒸气(Na、K、Rb),可望在  $2 \sim 5 \mu\text{m}$  频段实现红外 SHRS 调谐输出。其特点是装置特别简单,无需两套独立的调谐系统,同时能实现极低的

泵浦阈值。

该装置如图所示。左边是双频共线输出的可调谐激光器。通过横向移动染料盒,改变输出光强  $I_{p1}$ 、 $I_{p2}$  的比例;频率调谐由转动光栅  $G_1$ 、 $G_2$  来实现。该装置是 Chandra 首先提出的<sup>[2]</sup>。他采用氮激光泵浦,我们改用短脉冲氙灯,后者有宽的光谱范围和足够高的脉冲功率。装置的右边部份是典型的 SERS 和 SHRS 系统<sup>[3]</sup>。



实验装置图