

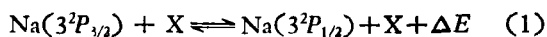
# 钠原子第一激发态的非共振发射谱\*

张道中 张绮香 韩全生 程炳英 张祖仁 鞠 蕊

(中国科学院物理研究所)

## 一、引 言

这里的非共振发射谱是来源于碰撞引起的激发态精细结构之间的能量转移。对 Na 的第一激发态就是



其中 X 是具有一定动能的碰撞原子,  $\Delta E$  是  $3P$  态精细结构分裂能量。

精细结构之间的能量转移过程的研究不仅对于了解原子之间相互作用的机制有重要作用, 而且很有实际意义。例如, 最近 Gelwachs 等人<sup>[1]</sup>把饱和和光学非共振发射谱用于 Na 的单原子检测得到了相当好的结果。

我们利用  $\text{Ar}^+$  激光泵浦的连续染料激光器对 Na 原子的  $D_1$ ,  $D_2$  线分别进行选择性激发。观察了共振及非共振荧光。研究了它们随激发光强、Na 原子密度及惰性气体的种类和气压等参数的变化规律。得出 Na-Ar 和 Na-Ne 系统的  $\text{Na}3^2P$  态精细结构转移的碰撞截面, 并与速率方程解得的结果进行比较后, 定性地估计了 Na 原子的自吸收和自聚焦效应的影响。

## 二、速率方程

因为 Na 的第一激发态远离其他高激发态, 而实验中原子的热运动动能很小, 因此可以用一个三能级系统来表示 Na 的基态与第一激发态的联系(如图 1 所示)。图中  $|0\rangle$  是  $3^2S_{1/2}$  态,  $|1\rangle$  是  $3^2P_{1/2}$  态,  $|2\rangle$  是  $3^2P_{3/2}$  态,  $N_0, N_1, N_2$  分别为它们的粒子布居。  $A_1, A_2$  分别表示由

$|0\rangle$  到  $|1\rangle$  和  $|0\rangle$  到  $|2\rangle$  的吸收几率,  $\tau_1, \tau_2$  分别为  $|1\rangle, |2\rangle$  的自然寿命,  $Q_1, Q_2$  是  $|1\rangle, |2\rangle$  的直接无辐射跃迁速率,  $C_1, C_2$  分别表示由  $|1\rangle$  转移到  $|2\rangle$  和由  $|2\rangle$  转移到  $|1\rangle$  的速率。

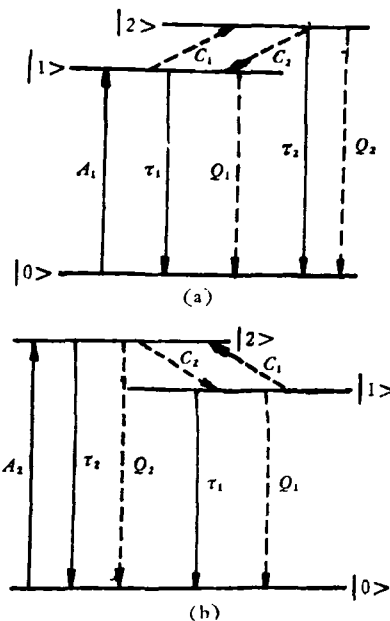


图 1 Na 原子三能级示意图

(a)  $|0\rangle \rightarrow |1\rangle$  共振激发; (b)  $|0\rangle \rightarrow |2\rangle$  共振激发

在共振激发  $|1\rangle$  和  $|2\rangle$  时, 两个速率方程组分别为

$$I \begin{cases} \frac{dN_1}{dt} = A_1(N_0 - N_1) + C_2N_2 \\ \quad - N_1(C_1 + Q_1 + 1/\tau_1), & (2) \\ \frac{dN_2}{dt} = C_1N_1 - N_2(C_2 + Q_2 + 1/\tau_2), & (3) \\ N = N_0 + N_1 + N_2, & (4) \end{cases}$$

\* 1979 年 2 月 15 日收到。

$$\text{II} \begin{cases} \frac{dN_1'}{dt} = C_2 N_2' - N_1'(C_1 + Q_1 + 1/\tau_1), & (5) \\ \frac{dN_2'}{dt} = A_2(N_0' - N_2') + C_1 N_1' \\ \quad - N_2'(C_2 + Q_2 + 1/\tau_2), & (6) \\ N = N_0' + N_1' + N_2'. & (7) \end{cases}$$

在我们的实验条件下,  $Q_1, Q_2$  可以忽略. 在平衡的情况下, 解上述方程组, 得到的稳态解为

$$\begin{cases} N_1 = A_1 N [(2A_1 + B_1) + (A_1 - C_2)C_1/B_2]^{-1}, \\ N_2 = A_1 N [(2A_1 + B_1)B_2/C_1 + (A_1 - C_2)]^{-1}, \end{cases} \quad (8)$$

和

$$\begin{cases} N_1' = A_2 N [(2A_2 + B_2)B_1/C_2 + (A_2 - C_1)]^{-1}, \\ N_2' = A_2 N [(2A_2 + B_2) + (A_2 - C_1)C_2/B_1]^{-1}, \end{cases} \quad (9)$$

其中

$$B_1 = C_1 + 1/\tau_1, \quad B_2 = C_2 + 1/\tau_2; \quad (10)$$

$C_1$  和  $C_2$  可以通过解方程 (3) 和 (5) 得出,

$$\begin{aligned} C_1 &= 1/\tau_1 \left[ (1 + \eta_1) / \left( \frac{1}{\tau_2} - \eta_1 \right) \right], \\ C_2 &= 1/\tau_2 \left[ (1 + \eta_2) / \left( \frac{1}{\tau_1} - \eta_2 \right) \right], \end{aligned} \quad (11)$$

其中

$$\begin{aligned} \eta_1 &= N_2/N_1 = I(5896)/I^*(5890), \\ \eta_2 &= N_1'/N_2' = I(5890)/I^*(5896), \end{aligned} \quad (12)$$

可由实验测出. 而吸收速率可由下面关系式得到,

$$A_1 = I_L N_0 \frac{\pi e^2}{2\epsilon_0 m c} f_{ik}, \quad A_2 = I_L N_0' \frac{\pi e^2}{2\epsilon_0 m c} f_{ik'}, \quad (13)$$

其中  $I_L$  为激发光强,  $\epsilon_0$  为真空介电常数,  $f_{ik}$  和  $f_{ik'}$  分别是  $3^2P_{1/2}$  和  $3^2P_{3/2}$  与基态间的振子强度.

此外, 由气体动力学公式可以求出碰撞截面

$$\sigma_{1,2} = \frac{C_{1,2}}{N_g V_r}, \quad (14)$$

$N_g$  是惰性气体密度,  $V_r$  是原子平均相对速度.

### 三、实验装置

实验装置如图 2 所示. CW 染料激光经过调制后射入 Na 蒸气盒. 荧光通过两个大孔径

透镜进入一米光栅光谱仪, 然后由光电倍增管接收, 经过锁相放大, 由 X-Y 记录仪记录. 由  $M_1$  分出部分激光经标准具干涉成环, 用于监视激光波长变化.

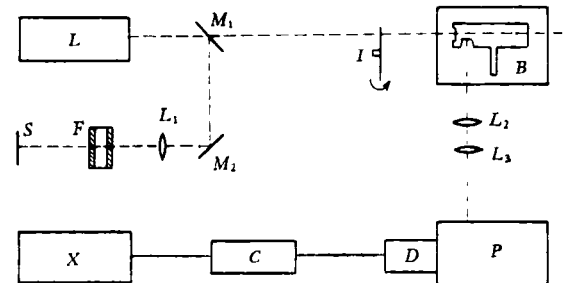


图 2 实验装置

( $L$ ——染料激光器;  $M_{1,2}$ ——分光、反射镜;  $I$ ——斩波器;  $B$ ——蒸气盒和控温炉;  $L_{1-3}$ ——透镜;  $S$ ——标准具;  $S$ ——光屏;  $P$ ——光谱仪;  $D$ ——光电倍增管;  $C$ ——锁相放大器;  $X$ ——X-Y 记录仪)

## 四、实验结果及讨论

### 1. 发射谱随 Na 原子密度的变化

在 Na 蒸气盒中充入 0.6 托 Ne 气, 射入蒸气盒的激光功率为 8mW (相应功率密度  $0.4\text{W}/\text{cm}^2$ ). 炉温由  $120^\circ\text{C}$  变到  $200^\circ\text{C}$ , 相应的 Na 原子密度从  $3.4 \times 10^{10} \text{cm}^{-3}$  变化到  $5.9 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$ . 实验结果见图 3. 由图中看出, 温度较低时荧光强度的增加与 Na 原子密度增加成线性关系 (因为 Na 原子浓度与温度成指数关系), 与理论分析一致, 即  $I_1 \propto N_1 \propto N$ ,  $I_2 \propto N_2 \propto N$ . 但当温度较高时, 实验曲线出现明显的饱和. 这是由于 Na 原子自吸收效应所致. 由于 Na 原子的共振吸收截面  $\sigma_D = 3.3 \times 10^{-12} \text{cm}^2$ , 当炉温为  $150^\circ\text{C}$  时, 吸收系数  $\sigma_D \cdot N_{\text{Na}} \approx 0.9 \text{cm}^{-1}$ ; 而当炉温为  $200^\circ\text{C}$  时,  $\sigma_D \cdot N_{\text{Na}} \approx 20 \text{cm}^{-1}$ . 由此可见, 当激光束离开出射窗口 2 mm 左右时 (实验中的情况大致如此), 在  $150^\circ\text{C}$  时, 自吸收只是使荧光强度减小  $e^{-0.2} \approx 0.8$  倍, 而到  $200^\circ\text{C}$  时, 就要减小  $e^{-1} \approx 0.02$  倍.

### 2. 发射谱随惰性气体气压的变化

非共振和共振荧光强度之比  $\eta$  随惰性气体气压的变化的实验结果如图 4 所示 (图中曲线

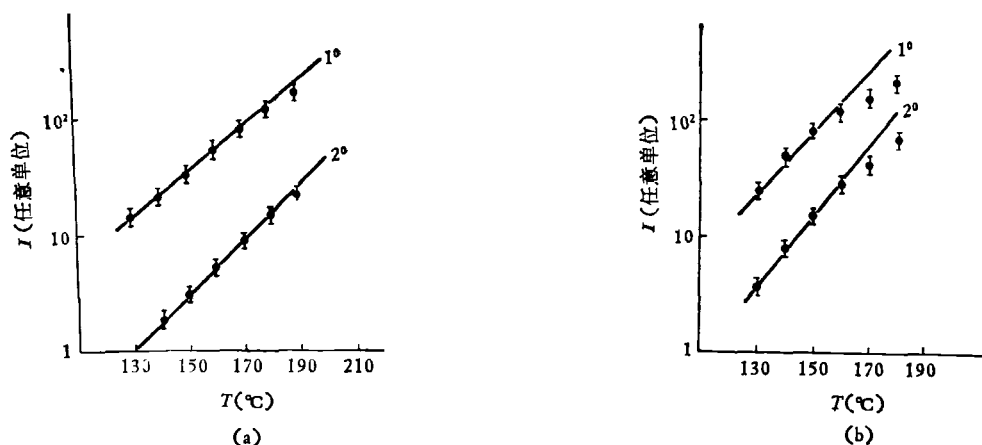


图3 Na的 $3^2P$ 态的共振和非共振荧光强度随温度的变化  
 $1^0$ ——共振荧光； $2^0$ ——非共振荧光 (a)共振激发 $3^2P_{1/2}$ ；(b)共振激发 $3^2P_{3/2}$

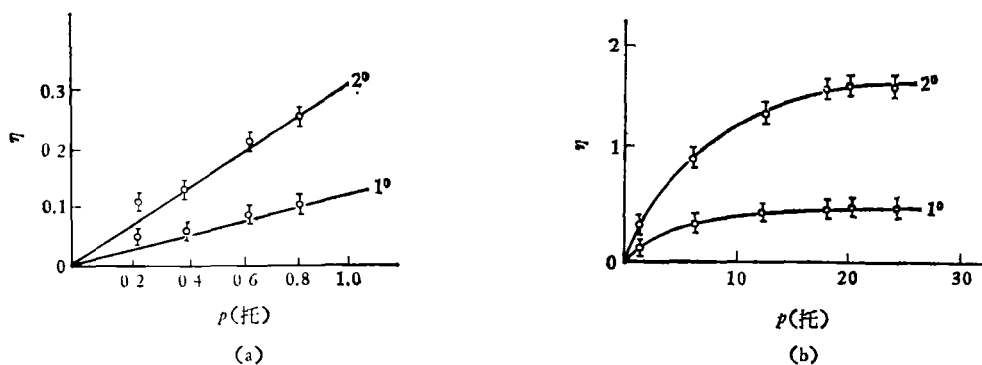


图4 非共振荧光与共振荧光强度比值 $\eta$ 随Ar气气压的变化  
 (温度为 $150^\circ\text{C}$ ，光强为 $0.4\text{ W/cm}^2$ )  $1^0$ —— $\eta_1$ ， $2^0$ —— $\eta_2$

是实验点的轨迹)。图4(a)表示低气压时 $\eta$ 随惰性气体气压线性地增加,而图4(b)表示当气压增加到一定程度时, $\eta$ 出现了饱和。这是由于当惰性气体原子多到足以通过碰撞使所有激发态原子在精细结构能级之间达到了动态平衡的缘故。

为了得到正确的碰撞截面,让Ar气气压从0变化到1托,以保证 $\eta$ - $p$ 的直线关系(图4a)。这样,根据(14)式得出Na-Ar的截面为 $116\text{ \AA}^2$ ; Na-Ne的截面为 $85\text{ \AA}^2$ 。表1给出了

表1 Na $3^2P_{1/2} \rightarrow 3^2P_{3/2}$ 精细结构转移截面( $\text{A}^2$ )

文献	[2]	[3]	[4]	本文	[5]
温度(K)	400	397	400	400	400
Na-Ar	124	109	116	116	107.5
Na-Ne	69.3	67	79	85	88.9

Jordan<sup>[2]</sup>, Pitre<sup>[3]</sup>, Schneider<sup>[4]</sup>三组实验结果和Pascale<sup>[5]</sup>的理论计算结果的比较。由表中数据可以清楚地看到,与近期的理论和实验结果均符合得很好。

### 3. 发射谱随激光光强的变化

在0.46托Ne气和 $150^\circ\text{C}$ 条件下,激光功率从0改变到25 mW时(相应的功率密度从0变到 $1.25\text{ W/cm}^2$ ),得到的实验结果如图5中的实线所示。与理论分析中的线性关系相比,出现了饱和现象。出现这一现象的主要原因是激光光束的自聚焦作用。根据Bjorkholm等人的工作<sup>[6]</sup>,在Na蒸气温度为 $180^\circ\text{C}$ 时,一个20 mW的激光束可聚焦成直径为 $70\text{ }\mu$ 的细束,并出现自陷现象。我们的人射光束直径为0.8 mm,由于自聚焦作用,其直径收缩成 $100\text{ }\mu$

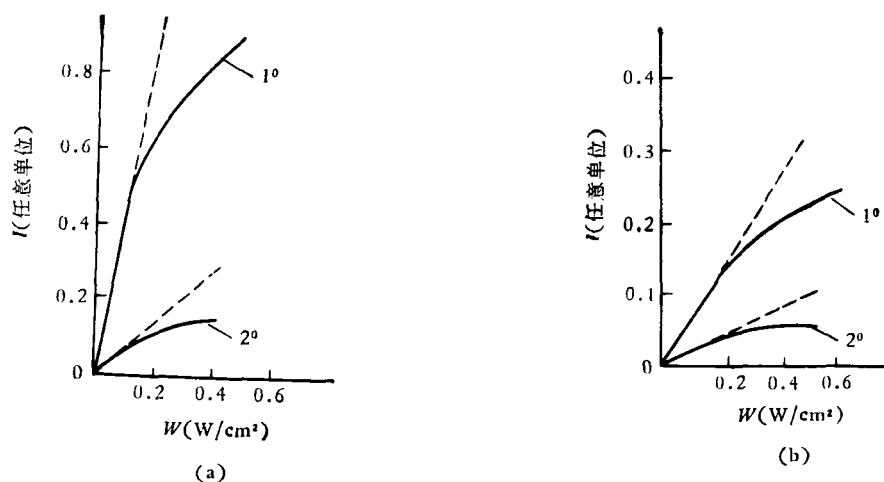


图5 共振及非共振荧光强度随激发光强的变化

1<sup>0</sup>——共振荧光；2<sup>0</sup>——非共振荧光 (a)共振激发 3<sup>2</sup>P<sub>1/2</sub> 能级；(b)共振激发 3<sup>2</sup>P<sub>1/2</sub> 能级  
 -----为理论值；——为实验值

左右,相应的光密度则增加约两个量级,因而完全可能在较低的人射光强下出现饱和现象。

### 参 考 文 献

[1] J. A. Gelhwachs et al., *IEEE J.*, **QE-14** (1978), 121.

[2] J. A. Jordan and P. A. Franken, *Phys. Rev.*, **142**(1966), 20.  
 [3] J. Pitre and L. Kranse, *Can. J. Phys.*, **45** (1967), 2671.  
 [4] W. Schneider, *Z. Phys.*, **248**(1971), 387.  
 [5] J. Pascale and R. E. Olson, *J. Chem. Phys.*, **64**(1976), 3538.  
 [6] J. E. Bjorkholm et al., *P. R. L.*, **32**(1974), 129.

(上接第 479 页)

月、地及其他星球运动和地震的关系的假说,但未见用本文这样精确到小时或分钟量级的观测数据来给予说明的报道。当然本文的探讨也是很初步的,有待进一步的研究。

### 小 结

我们在文献[1,3]中描述了激光锁相应变仪等地震前兆仪器及所观测到的多种临震前兆。在文献[2]中提出了固体潮模型。文献[3]又提出了应力叠加假说。本文则用实验数据来阐明地震的发生呈现出与日、月、地三者的周期运动有某种关联。为了预报震中,文献[4]中提出了前兆模式的概念。为了与“激光”、“基岩地电”、“电磁辐射”等手段配合,我们对地震的气象前兆及地震云进行了观测和研究<sup>[3,4]</sup>。

上述一系列工作,使我们在地震的临震预报方面取得一定的进展,即对某些强烈远震、中小近震和地方震的预报,摸索到一些规律,积累了一些经验。类似于本文中所列举的在单台站条件下预报成功地震三要素的震例有(下面括号中的数字表示预报时间的准确性):(1)1977年8月27日印尼6.7级(当天);(2)1977年10月18日克马德克群岛6.9级(时差1小时

26分);(3)1977年12月21日日本小笠原群岛6.5级(时差3小时31分);(4)1978年3月7日日本海7.5级(时差48分);(5)1978年3月16日日本6.7级(当天);(6)1978年3月22日—25日千岛群岛7级以上震群(当天);(7)1978年4月12日阿拉斯加7.0级(当天);(8)1978年5月13日新赫布里底7.1级(时差5小时);(9)1978年5月19日马道峪4.0级(当天);(10)1978年7月17日萨摩亚6.8级(当天);(11)1978年10月8日新疆6.1级(当天);(12)1978年12月12日菲律宾7.2级(时差1天);(13)1979年3月14日墨西哥8.0级(时差1天);(14)1979年4月10日菲律宾6.7级等地震。

以上的预报效果说明,对多种手段的突变前兆进行实时分析来作临震预报是一种很有前途的地震预报方法。

### 参 考 文 献

[1] 吕大炯,高建国,物理, **6**(1977), 169.  
 [2] 吕大炯,高建国,物理, **6**(1977), 374.  
 [3] 吕大炯,高建国,南开大学学报, **1**(1979).  
 [4] 吕大炯,高建国,南开大学学报, **2**(1979).  
 [5] 吕大炯,高建国,孙士铨,杨海林,自然杂志, **1**(1978), 279.