

用荧光法在空心阴极灯中测定 镱原子的超精细结构谱*

周志尧 朱利洲 瞿佳男 景春阳 林福成

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

提 要

本工作在自制的 Pr-Kr 空心阴极灯中, 用荧光法测量了 $6603.60\text{ cm}^{-1}\sim 23488.64\text{ cm}^{-1}$, $9684.24\text{ cm}^{-1}\sim 26654.48\text{ cm}^{-1}$ 及 $9641.90\text{ cm}^{-1}\sim 26654.48\text{ cm}^{-1}$ 能级间跃迁所相应的超精细结构谱。计算了 23488.64 cm^{-1} 及 26654.68 cm^{-1} 能级的超精细结构常数 A 。这是镱原子用荧光法在空心阴极灯中测定超精细结构谱的首次报道。

关键词: 镱空心阴极灯, 超精细结构, 荧光检测。

一、前 言

由于对稀土原子的系统研究对揭示原子结构、改善材料性质及天体学具有重大意义, 所以长期来人们对稀土原子能级参数的研究给予很大关注。但至今仍有不少问题仍需深入。有关镱原子光谱的研究在激光出现后做了一些工作^[1~3]。88 年印度的 Reddy 和 Rao 用光电流光谱法在 580 nm 到 623 nm 谱区作了 PrI 和 PrII 较详细的测量, 并将前期的工作作了归纳^[4]。本工作是在镱空心阴极灯中用激光感生荧光法测定镱原子的超精细结构谱。辨认了相应的跃迁并计算了二个 2 eV 附近激发态的 A 常数。

二、实验方法和条件

实验框图如图 1 所示。实验所用的镱空心阴极灯以镱金属作阴极, 充以 266 Pa 氩气, 由放电溅射产生镱原子蒸气。放电电流为 6 mA。为减少放电产生的强背景光, 在垂直于阴极孔的方向经透镜探测荧光。荧光的像调整到单色仪的进光狭缝上。单色仪中光电倍增管所测得的讯号输入锁相放大器经处理后由 X-Y 记录仪记录。激光由 4 W 氩离子激光器泵浦的连续环形染料激光器(美国光谱物理公司 380 D)产生。染料为若丹明 6G, 产生激光的谱区从 570 nm 到 610 nm, 输出功率峰值为 120 mW, 线宽为 10 MHz, 可以在 30 GHz 内连续扫描。激光波长由六位数字波长计测量。稳频, 扫频及扫频速度由法布里-珀罗干涉仪测定, 其自由光谱区为 2 GHz。用斩波器调制激光束, 调制频率为 130 Hz。

收稿日期: 1991 年 1 月 11 日; 收到修改稿日期: 1991 年 5 月 21 日

* 本项研究由国家自然科学基金资助。

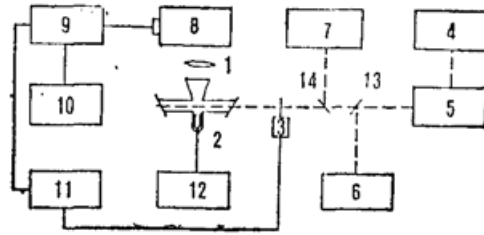


Fig. 1 Experimental arrangement for measurement praseodymium transition by fluorescence spectroscopy

1. lens, 2. hollow cathode discharge lamp (HCD), 3. chopper, 4. Ar⁺ laser, 5. ring dye laser, 6. Fabry-Perot interferometer, 7. wavelength meter, 8. monochromator, 9. lock-in amplifier, 10. X-Y recorder, 11. chopper power supply, 12. HOD power supply, 13, 14. beam splitter

三、结果和分析

有关原子谱线超精细结构的理论已经很清楚, 它是由原子核的磁多极矩和电多极矩产生。其中主要是核磁偶极矩及电四极矩起作用。它们所引起的原子能级的变化为^[5]

$$\Delta E_{h,f,s} = A \frac{K}{2} + B \frac{1}{I(2I-1)J(2J-1)} \left[\frac{3}{4} K(K+1) - I(I+1)J(J+1) \right], \quad (1)$$

$$K = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1), \quad F = (I+J), (I+J-1), \dots, |I-J|,$$

式中系数 A 是核磁超精细结构常数, 它反映了核磁偶极矩与核外电子所产生场之间的相互作用大小。系数 B 是核电四极超精细结构常数, 它反映了核电荷分布不均匀性和核外电子所产生电场梯度之间相互作用的强弱。它们的表达式分别为

$$A = \alpha^2 g_I \left[\frac{L(L+1)}{J(J+1)} \frac{1}{r^3} + \frac{8\pi}{3} \delta(r) \right], \quad (2)$$

$$B = (e q Q / 2), \quad (2)$$

其中 α^2 为和波尔磁子有关的系数, g_I 为核的 g 因子, r 为核中心与外层电子间的距离, e 为电子电荷, q 和电场梯度相关的量, Q 和核电荷分布有关。已有的研究证明镨原子的核磁偶极矩 μ_I 很大 ($\mu_I = 4.136 \mu_N$, $\mu_N = (e\hbar/2m_p c)$ 为核磁子), 而电四极矩很小 ($Q_{h,f,s} = -0.051 \times 10^{-24} \text{ cm}^2$)^[3]。因而其超精细谱线的分裂较大。镨原子 $I=5/2$, 故有六个 F 子能级。由于它仅有一个稳定的同位素, 所以谱线简单。实验用感生荧光法测定了镨原子的三个跃迁, 它们是 (1) ${}^4K_{13/2}$

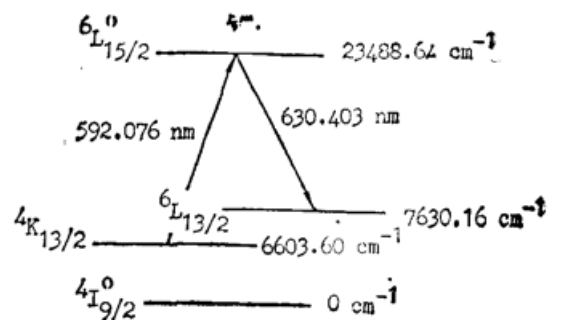


Fig. 2 Typical level scheme for Pr I

(6603.60 cm⁻¹) ~ ${}^6L_{15/2}^0$ (23488.64 cm⁻¹), $\lambda_p = 592.076 \text{ nm}$, 检测荧光波长 $\lambda_f = 630.403 \text{ nm}$, (2) ${}^6K_{13/2}^0$ (9684.24 cm⁻¹) ~ ${}^6K_{15/2}$ (26654.48 cm⁻¹), $\lambda_p = 589.103 \text{ nm}$, 检测荧光波长 $\lambda_f = 587.810 \text{ nm}$, (3) ${}^6L_{15/2}$ (9641.90 cm⁻¹) ~ ${}^6K_{15/2}$ (26654.48 cm⁻¹), $\lambda_p = 587.810 \text{ nm}$, $\lambda_f = 589.103 \text{ nm}$ 。数据汇总于表 1。其典型跃迁能级图如图 2 所示。实验所得荧光曲线由图 3 (a)、(b)、(c) 给出。根据各条谱线中不同 ΔF 值所相应超精细结构组的分裂值, 运用 (1) 式,

Table 1 Absorption and fluorescence transitions [6]

absorption transitions						fluorescence transitions				
lower levels			upper levels			wave-length (nm)	lower levels			wavelength (nm)
configuration	term	energy (cm ⁻¹)	configuration	term	energy (cm ⁻¹)		configuration	term	energy (cm ⁻¹)	
4f ² 5d6s ²	K _{13/2}	103.60	4f ² 5d ² 6p	⁶ L _{15/2} ^o	23488.64	592.076	4f ² 5d ² 6s	⁶ L _{13/2}	7630.16	630.403
4f ³ 5d0s	⁶ K _{15/2}	9684.24	4f ³ 5d6p	⁶ K _{15/2}	26654.48	589.103	4f ³ 5d6s	⁶ L _{15/2} ^o	9646.90	587.810
4f ³ 5d6s	⁶ L _{15/2} ^o	9646.90	4f ³ 5d6p	⁶ K _{15/2}	26654.48	587.810	4f ³ 5d6s	⁶ K _{13/2} ^o	9684.24	589.103

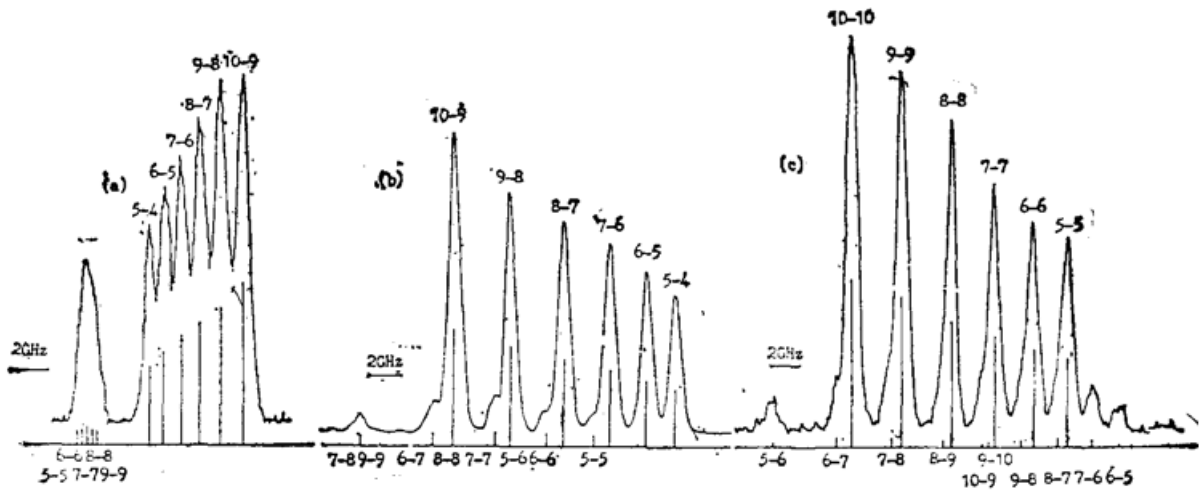


Fig. 3 Typical H. F. S. spectra of Pr I which were obtained by HCD. The bars are positions for various H. F. S. components and their lengths are proportional to the calculated intensity

并参照文献[2]中低能态的参数, 经计算机用最小二乘法分别求得二高激发态的超精细结构常数 A 值。其结果及与前人工作的比较见表 2。其中 26654.48 cm⁻¹ 所相应的值是由图 3 (b)、(c) 两曲线共同求得的结果。

Table 2 A constants of some hyperfine structure components of Pr I

configuration	term	excitation levels (cm ⁻¹)	A (Mhz)	
			this work	other work ^[2]
4f ² 5d ² 6p	⁶ L _{15/2} ^o	23488.64	782±2	786.4
4f ³ 5d7p	⁶ K _{15/2}	26654.48	530±2	534.5

为更进一步证实对谱线判别的正确性, 还计算了相应于不同 ΔF 值超精细结构分量的强度比。应用文献[7]中的公式, 由核磁偶极矩跃迁所产生的超精细结构分量强度为

$$I = O(2F+1)(2F'+1) \left\{ \begin{matrix} J & F & I \\ J' & F' & 1 \end{matrix} \right\}^2, \tag{4}$$

其中 O 对于确定的 J, J' 是固定值, 对于不同谱线各自三组 ΔF 跃迁所相应的计算结果见

Table 3 The relative intensity ratios for the H. F. S. components of $J=13/2$ to $J'=15/2$ transitions of Pr I ($\lambda_p=592.076$ nm, $\lambda_p=589.103$ nm)

$F' \backslash F$	9	8	7	6	5	4
$F+1$	1.3125	1.1435	0.9924	0.8587	0.7421	0.6429
F	0.11875	0.14757	0.15753	0.14923	0.12244	
$F-1$	0.000661	0.001339	0.001531	0.000992		

Table 4 The relative intensity ratios for the H. F. S. components of $J=15/2$ to $J'=15/2$ transitions of Pr I. ($\lambda_p=587.810$ nm)

$F' \backslash F$	10	9	8	7	6	5
$F+1$		0.03680	0.06100	0.06811	0.06050	0.03819
F	1.2739	1.0879	0.9334	0.8089	0.7138	0.6493
$F-1$	0.03860	0.06100	0.06811	0.06050	0.03819	

表3,表4。其典型图如图4所示。从图3(a)、(b)、(c)曲线及相应各超精细结构分量的位置与强度比可以看出所作的计算及分析和实验结果是很好相符。

最后,就谱线宽度对本实验的影响作一简单讨论。一般作原子超精细结构测量常希望获得高分辨谱线,因此在理论和实验上都已详细的探讨了各种影响线宽的因素,如压力,功率,电场增宽及多普勒增宽等。其中除最后一项为非均匀增宽外,其他都为均匀增宽。在实验中可采用多种方案将线宽压窄,如使激光传输方向和原子运动方向垂直,同一激光和原子气体中相向传输并采用内调制方法等。本实验未采取特定的技术来压窄线宽,因而所得线宽是各种因素之总和,但主要因素是多普勒增宽。以频率为单位的非均匀增宽公式为^[8]:

$$\Delta\nu_D = 7.15 \times 10^{-7} \nu_0 (T/M)^{1/2}, \quad (5)$$

式中 ν_0 为谱线中心频率, T 为热运动温度(K), M 是粒子质量,在镨空心阴极灯条件下有 $\Delta\nu_D \approx 550$ MHz 小于超精细结构的分裂值并和实验值相符。由于多普勒增宽为非均匀增宽,因此此项增宽对谱线峰值位置将有影响,但其值与线宽比约小二个量级,并且在计算

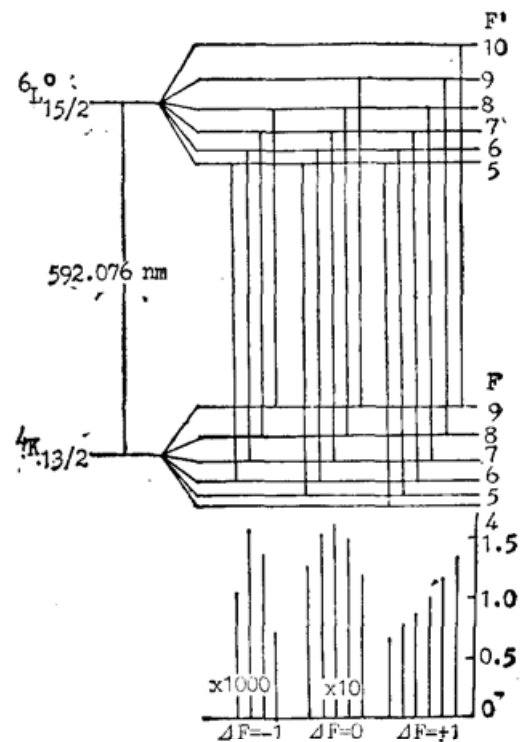


Fig. 4 Hyperfine level scheme for Pr I line $\lambda=592.076$ nm and their theoretical ratios for the H. F. S. components

超精细结构常数时是测定各超精细结构间的分裂值, 因而此因素对最后结果的影响可忽略不计。

四、结 论

由空心阴极灯产生原子蒸汽, 运用激光感生荧光法作稀土元素原子能级参数的测量是一种简便有效的方法。运用它本工作测定了镨原子 ${}^6L_{15/2}^0$ 和 ${}^6K_{15/2}$ 能级的超精细结构常数 A , 其值和用其他方法所获得的结果相符。

作者感谢姜士杰同志在制作空心阴极灯中所给予的帮助。

参 考 文 献

- [1] J. Blaise, J. Verges *et al.*; *J. O. S. A.*, 1973, **63**, No. 10 (Oct), 1315A.
- [2] W. J. Childs, L. S. Goodman; *Phys. Rev. (A)*, 1981, **24**, No. 3 (Sep), 1342~1349.
- [3] K. T. Cheng, W. J. Childs; *Phys. Rev. (A)*, 1985, **31**, No. 5 (May), 2775~2784.
- [4] M. N. Reddy, G.N. Rao; *Physica (B+C)*, 1988, **150**, No. 3 (Jun), 457~464.
- [5] 郑乐民, 徐庚武;《原子结构与原子光谱》, (北京大学出版社, 北京), 172~192。
- [6] W. C. Martin, R. Zalubas *et al.*; «*Atomic Energy Levels, The Rare Earth Elements*», (U. S. Government Printing Office, Washington, 1978).
- [7] I. I. Sobelman; «*Atomic Spectra and Radiative Transitions*», (Spring-Verlag, Berlin, 1979, Germany), 70, 288.
- [8] W. Demtroder; «*Laser Spectroscopy*», (Spring-Verlag Berlin, Heidelberg, New York, 1981), 86.

Measurement of PrI hyperfine structure spectra by fluorescence in hollow cathode discharge lamp

ZHOU ZHIYAO, ZHU LIZHOU, QU JIANAN, JING CHUNYANG AND LIN FUCHENG
(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica Shanghai 201800)

(Received 11 January 1991; revised 21 May 1991)

Abstract

We made a Pr-Kr hollow cathode discharge lamp (HCD) and measured hyperfine structure spectra (H. F. S) of $6603.60\text{ cm}^{-1}\sim 23488.64\text{ cm}^{-1}$, $9684.24\text{ cm}^{-1}\sim 26654.48\text{ cm}^{-1}$ and $9641.90\text{ cm}^{-1}\sim 26654.48\text{ cm}^{-1}$ transitions. The A constants of the energy levels 23488.64 cm^{-1} and 26654.48 cm^{-1} were calculated. This is the first report on the fluorescence technique used in Pr HCD.

Key words: Pr-Kr hollow cathode discharge lamp, hyperfine structure, fluorescence technique.