

铈原子奇宇称高激发态共振电离光谱的研究^{*}

肖颖 戴长建[†] 赵洪英 秦文杰

(显示材料与光电器件教育部重点实验室, 天津 300191)

(天津理工大学理学院, 天津 300384)

(2008 年 7 月 4 日收到, 2008 年 9 月 18 日收到修改稿)

采用光电离探测和自电离探测这两种不同的探测方法对铈原子的高激发态光谱进行了详细研究. 一方面, 采用光电离探测技术, 系统测量了在第一电离限之下处于 $43927\text{--}45010\text{ cm}^{-1}$ 能域内的奇宇称能级的光谱. 通过光谱定标和误差估算等分析手段, 获得了 32 个共振跃峰的位置和强度等光谱信息, 并根据所用的激发路线和相关的选择定则等原理, 进而确定了这些能级的总角动量. 通过与相关文献资料的对比和分析, 研究发现了 12 个新能级. 另一方面, 精心设计了一种能够有效识别不同类型高激发态的鉴别方法. 对同一能域中的待测能级, 分别采用光电离与自电离技术对其进行探测. 通过对比和分析上述两种测量结果, 便可将处于这一能域中的 Eu 原子的 Rydberg 态与价态区分开来. 研究结果表明, 在所探测到的 32 个能级中只有 14 个能级为 Rydberg 态, 其余均为由内壳层电子的跃迁所构成的原子价态. 并利用光谱的量子理论详细讨论并确定了上述 Rydberg 态的有效量子数.

关键词: Eu 原子光谱, 奇宇称高激发态, 孤立实激发(ICE), 自电离探测

PACC: 3280, 3270

1. 引言

随着原子科学研究的发展, 传统探测技术(如吸收光谱、共振荧光光谱、光声光谱、光电流光谱和电场电离光谱)由于探测效率和分辨率等方面的约束, 无法满足研究原子高激发态的需求. 近年来, 随着激光技术的进步, 对原子高激发态光谱的研究也取得了很大进展. 激光分步激发和共振电离技术^[1]克服了传统光谱测量技术的困难, 是一种测量原子高激发态光谱的有效方法. 采用此方法不但可以将原子从基态沿设定的激发路线激发到具有确定宇称的原子高激发态上, 而且激发截面也相对较大. 通过采用光电离或自电离技术使原子电离, 并利用高增益、快响应的粒子探测器微通道板(MCP)收集电离产物, 从而显著提高了对原子高激发态的探测灵敏度.

稀土元素具有许多优异性能, 在科技和生产等许多方面都有着重要的应用. 目前国际上光谱研究的焦点已从碱土金属原子的高激发态^[2-4]转移到了能级结构更加复杂的稀土原子上. 在有关稀土原子高激发态光谱的报道中, Gd, La 及 Yb 原子的研究相

对较多^[5-9]. 与之不同的是, Eu 原子具有半满填充的 4f 支壳层, 其上的电子非常活泼, 使得 Eu 原子的光谱极其复杂. 迄今为止, 除了早期的一些文献仅给出了一些 Eu 原子激发态的能级位置^[10]之外, 关于 Eu 原子光谱的研究报道仍然十分匮乏. 近期虽有少量的报道提供了 Eu 原子激发态的实验光谱图和相应的理论分析等信息^[11], 但却没能对原子的 Rydberg 态和价态进行有效的区分.

针对上述的研究现状和存在的问题, 本文选取 Eu 原子奇宇称能级的光谱作为研究对象, 通过使用有效的方法, 不但解决了辨识不同类型的高激发态的困难, 而且还进一步丰富了 Eu 原子高激发态的光谱信息.

2. 实验原理与装置

2.1. 实验原理

本文采用两种不同的探测方法研究 Eu 原子的高激发态光谱.

2.1.1. 双色三光子激发过程

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 30574098, 10674102), 天津市自然科学基金(批准号: 05YFJMJC05200)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: Daicj@126.com

采用了两台染料激光器,运用光电离探测 Eu 原子高激发态.用一台 Nd:YAG 固体脉冲激光器的三倍频(基频为 1064 nm)同时抽运两台染料激光器.其中一台染料激光器输出固定波长为 λ_1 ,使 Eu 原子从基态跃迁到第一激发态.而另一台染料激光器输出在一定波长范围内连续变化的 λ_2 ,使 Eu 原子跃迁到不同的高激发态上.同时 λ_2 又作为光电离探测光,使此时处于高激发态的 Eu 原子进一步跃迁实现光电离.为了减小 Doppler 展宽效应我们控制两束激光,使其沿同一直线射入真空室并与原子束正交.同时,为避免两束激光同时作用在原子束上,控制光路使第二束激光相对第一束激光延迟 8 ns 进入真空室,从而使两个光子依次将 Eu 原子激发.在实验中我们采用光电离探测技术,激发路线如图 1 (a)所示.当第一步激光的波长 λ_1 固定在 459.39 nm,扫描第二台激光便可以得到从 $4f^76s6p(^8P_{9/2})$ 态跃迁到高激发态的光谱.

2.1.2. 三色三光子激发过程

采用三台染料激光器,运用孤立实激发(ICE)^[12]与自电离探测技术相结合的方法探测 Eu 原子高激发 Rydberg 态光谱.激发路线如图 1 (b)所示.首先用一束固定波长的激光将其中一个价电子由 6s 态激发到 6p 态,此时 Eu 原子处于 $4f^76s6p(^8P_{9/2})$ 态.然后,用第二束激光进一步激发该价电子到 nl 态(通常称该电子为 Rydberg 电子)上,其中 n 值取决于第二束激光的波长.由于电子的轨道半径与有效量子数 n^* 成正比,因此当 n 值增大时,处于 Rydberg 态的 Eu 原子的尺寸将迅速增大,Rydberg 电子在离原子实很远的轨道上运动.最后,第三束激光将另一价电子从 6s 态激发到 6p 态(该电子通常被称为实电子),从而得到原子 $4f^76pnl$ 自电离态.由

于在激发实电子时,Rydberg 电子已处于大轨道上,可以被认为是“旁观者”,基本上不会受到激光的激发,从而避免了 Beulter-Fano 干涉现象^[13],因此采用 ICE 技术所得的自电离光谱呈现出对称的 Lorentz 线形.实验中,选取其峰值位置所对应的波长作为自电离探测光波长,探测 Eu 原子的束缚 Rydberg 态光谱.这种方法的优点是每步跃迁都是共振跃迁,不需要很高的激光功率,且对每一步激发具有高度的选择性.

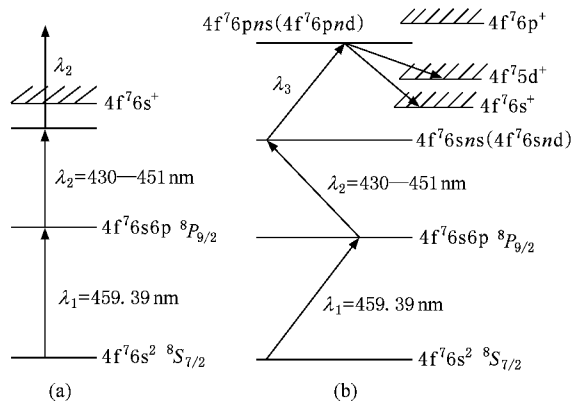


图 1 Eu 原子的多步激发和电离路线示意图 (a)双色三光子激发和光电离 (b)三色三光子激发和自电离

2.2. 实验装置

本实验装置包括以下几个部分:激光激发系统,原子束产生系统,信号采集和分析系统,如图 2 所示.激光激发系统是由 Quanta System 公司制造的,主要包括一台 GNT 0021-0805/L 型 Nd:YAG 固体激光器和三台波长可调谐的染料激光器.该台固体激光器输出的激光脉冲宽度为 6—8 ns,重复频率为 17 Hz,基频光为 1064 nm,经倍频、和频及分束后输

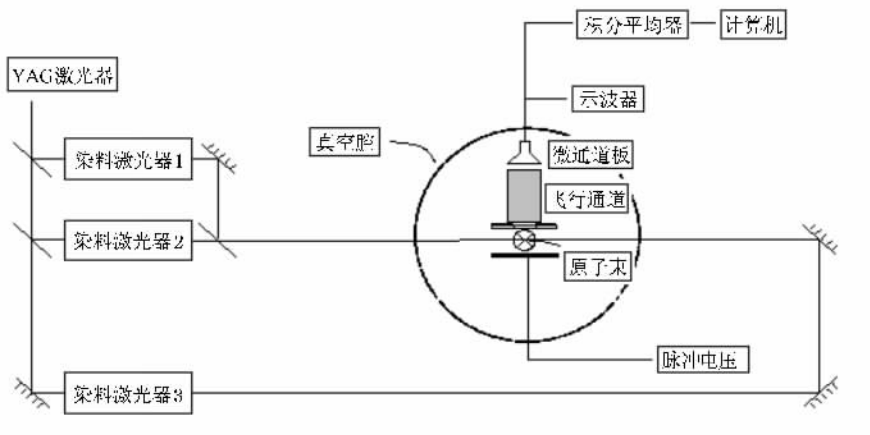


图 2 实验装置图

出 355 nm 脉冲激光, 用于抽运三台染料激光器, 其线宽为 0.1 cm^{-1} . 所用激光染料包括 Coumarin460 和 Coumarin440.

在图 2 中的虚线圆周部分的器件都处于真空环境中, 包括原子束产生装置、激光作用区及离子/电子探测装置. 真空室利用机械泵-分子泵的组合, 使真空度可以维持在 $(1.4-1.5) \times 10^{-4} \text{ Pa}$. 利用直流电源所产生的焦耳热加热装有 Eu 金属样品的坩埚, 并利用铂-铑热电偶与温度控制仪监控原子炉的温度. 实验中, 炉温控制在 760K, 产生的 Eu 原子蒸气的数密度可满足要求. 利用准直系统产生的 Eu 原子束, 到达作用区与激光束方向正交, 以此来减小谱线的 Doppler 展宽效应.

在作用区, Eu 原子被电离成离子, 采用高增益、快响应的微通道板 (MCP, 其增益大约为 10^8) 作为探测器来接收离子/电子信号, 利用一套美国 AMETEK 公司生产的 Model 4100 Boxcar 平均积分放大器对信号进行处理, 经过模拟/数字转换后送入计算机, 由 Acquire 数据采集和分析系统采集光谱信息, 并对所采信息进行分析处理. 同时采用一台宽带数字型存储式示波器对信号进行实时监测.

在实验中, 我们采用一台由 AMETEK 公司生产的 9650A 型脉冲延迟发生器控制电场脉冲与 BOXCAR 的门信号的位置, 不但有效的收集离子信号, 还控制脉冲电场使其比光脉冲延迟 500ns, 以避免 Stark 效应对光谱的影响. 利用空心阴极灯的标准谱线对染料激光的各个波段进行了系统的波长定标, 以确保光谱的频率精度, 消除测量过程中的系统误差. 同时, 我们对同一波段进行了多次扫描, 然后对其进行平均, 减小测量过程的随机误差. 经过对所有光谱测量的误差分析和估算, 本实验的波长的不确定度为 $\pm 0.01 \text{ nm}$.

3. 结果与讨论

与碱土金属原子相比, 稀土原子中的 Eu 原子不仅具有多种同位素, 而且具有未填满的 4f 子壳层, 因此其高激发态无论是束缚 Rydberg 态还是价态, 其光谱特性必定比碱土金属原子的更为复杂. 为了能更好的研究 Eu 原子的高激发态光谱, 实验中采用了两种不同的激发路径及不同的探测方法.

3.1. 双色三光子光电离探测

采用两台染料激光器激发, 第一台激光器输出

固定波长 $\lambda_1 = 459.39 \text{ nm}$ (空气中波长) 激光, 使 Eu 原子由基态 $4f^7 6s^2 \ ^8S_{7/2}$ 跃迁至 $4f^7 6s6p \ ^8P_{9/2}$ 态, 第二台激光器连续输出波长 λ_2 , λ_2 从 430 nm 扫描至 451 nm, 使 Eu 原子吸收一个 λ_2 共振跃迁到高激发态后, 再吸收一个 λ_2 达到光电离. 激发路线如图 1(a) 所示. 第二个 λ_2 光子作为探测光使 Eu 原子非共振跃迁到连续态实现光电离. 图 3 为光电离探测 Eu 原子高激发态光谱的部分谱图.

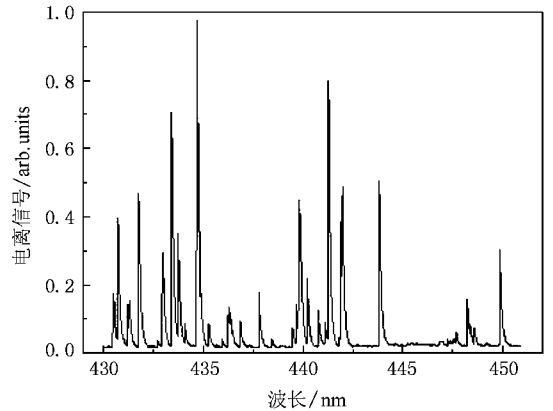
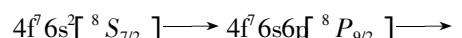


图 3 Eu 原子双色三光子激发和光电离光谱图 (固定 λ_1 波长为 459.39 nm, λ_2 在 430—451 nm 范围扫描)

图 3 中, 横坐标为第二束激光的扫描波长, λ_2 扫描范围 430—451 nm. 此电离光谱探测到 32 个共振峰. 为了排除 λ_2 单色多光子电离干扰峰, 我们采取了如下措施: 通过示波器观察共振峰, 如果是两光子分步激发电离共振峰, 则挡住 λ_1 激光时, 示波器上的共振电离信号消失; 反之, 挡住 λ_1 激光, 示波器上的共振电离信号不消失, 则此峰肯定为 λ_2 单色多光子电离干扰峰. 通过此辨别方法, 我们确定了第一条激发路线下 32 个峰均为与两束光相关的共振电离峰.

根据 Eu 原子两步激发共振电离谱图可确定每一个峰所对应的 λ_2 波长. 由共振峰对应波长 λ_2 可求出第二束激光的光子能量, 单位是 cm^{-1} , 按照 $E = \omega_1 + \omega_2 = 21761.26 \text{ cm}^{-1} + \omega_2$ 计算能级, 得到 43927.56—45010.10 cm^{-1} 能量域内 32 个高激发原子态. 与文献 [14] 比较, 32 个峰中有 12 个为新发现能级. 根据电偶极跃迁选择定则 $\Delta J = 0, \pm 1 (0 \nrightarrow 0)$, 在此激发路线下探测的原子态总角动量可能为 $J = 7/2, 9/2, 11/2$. 所以实验中的激发路线为



$$[J = 7/2, 9/2, 11/2] \rightarrow \text{Eu}^+, \quad (1)$$

而根据原子跃迁的宇称守恒定律,可确定此激发路线下探测的原子态宇称都为奇宇称.表 1 列出由第一条激发路线获得共振谱峰对应的能级,可能的 J 值,还给出了在本实验设定的两束光激发路线下获得的各个光谱谱线的相对强度,如图 3 所示.按照信号强弱划分为 w (强度为 0—0.3), m (强度为 0.3—0.6) 和 s (强度为 0.6—1.0).

表 1 双色三光子激发光电离探测到的 Eu 原子高激发原子态能级 E , 总角动量 J 及光谱谱线的相对强度 I

No	λ/nm	E/cm^{-1}	J	I
1	430.57	44986.33	11/2	w
2	430.82	44972.85	11/2	m
3	431.28	44947.55	7/2	w
4*	431.34	44944.86	7/2, 9/2, 11/2	w
5	431.86	44916.94	11/2	m
6*	431.93	44913.18	7/2, 9/2, 11/2	m
7*	432.81	44866.10	7/2, 9/2, 11/2	w
8*	433.06	44852.75	7/2, 9/2, 11/2	m
9	433.51	44828.78	7/2	s
10*	433.81	44812.82	7/2, 9/2, 11/2	m
11	434.17	44793.70	9/2	w
12*	434.80	44760.32	7/2, 9/2, 11/2	s
13	435.39	44729.14	7/2	w
14	436.05	44694.37	11/2	w
15*	436.34	44679.12	7/2, 9/2, 11/2	w
16	436.48	44671.77	7/2	w
17	436.98	44645.55	9/2	w
18	437.89	44597.98	11/2	w
19	438.53	44564.64	9/2	w
20*	439.58	44510.15	7/2, 9/2, 11/2	w
21*	439.76	44500.84	7/2, 9/2, 11/2	w
22*	439.88	44494.63	7/2, 9/2, 11/2	m
23*	440.32	44471.91	7/2, 9/2, 11/2	w
24	440.89	44442.54	9/2	w
25	441.20	44426.60	9/2	w
26	441.37	44417.87	11/2	s
27	441.99	44386.08	7/2	m
28	443.93	44287.17	9/2	m
29*	447.35	44114.91	7/2, 9/2, 11/2	w
30	447.79	44092.94	7/2	w
31	448.33	44066.04	11/2	w
32	450.00	43983.73	7/2	m

* 为新发现能级.

由于该激发路线采用光电离探测,电离态为连续态,属于非共振电离,所以谱峰强度取决于各自高激发态上的原子数密度 N_x , 而 N_x 正比于布居在基态的原子数密度,同时正比于每一步激发的原子跃迁概率.在该激发路线下,若由基态向高激发态的跃迁概率很小或跃迁禁戒,那么在光电离光谱中就不会出现该态对应的共振峰,反之若跃迁概率大,光电离光谱中该态所对应的共振峰则比较强.

3.2. 三色三光子自电离探测

采用三台染料激光器激发,第一台激光器输出固定波长 $\lambda_1 = 459.39 \text{ nm}$ (空气中波长)激光,使 Eu 原子由 $4f^7 6s^2 \ ^8S_{7/2}$ 跃迁至态 $4f^7 6s6p \ ^8P_{9/2}$,第二台激光器连续输出波长 λ_2, λ_2 从 430 nm 扫描至 451 nm,使 Eu 原子达高激发态,第三台激光器输出波长 λ_3 ,选择合适的 λ_3 ,将原子激发到自电离 Rydberg 态.该激发路线如图 1(b)所示.这种方法克服了光电离探测方法所得到的光谱中,大量的价态与 Rydberg 态混合在一起,无法区分的问题.

为了进一步研究铕原子高激发态的性质,本实验采用孤立实激发和自电离探测技术相结合来获得的 Eu 原子自电离 Rydberg 态光谱图.

若信号的计数速率用 S 来表示,则

$$S = N_k P_{ki} \delta \eta = n \frac{P_{ki}}{P_{ki} + 1/\tau} \delta \eta, \quad (2)$$

其中, N_k 为原子在高激发态 E_k 的数密度, τ 为寿命, P_{ki} 为电离速率, n 为吸收光子的速率, δ 和 η 为电子(或离子)的收集效率和探测效率.

采用高性能的收集装置和粒子探测器可使 δ 和 η 达到 1.若使 $P_{ki} \gg 1$, S 将接近于 n , 则可实现对单原子的探测.由(2)式可见,提高电离速率是提高探测灵敏度的关键因素.而自电离探测技术的探测原理是将 Rydberg 原子共振激发至自电离态,使原子自动电离.由于共振激发的截面(约为 10^{-14} cm^2)远大于非共振激发的截面(仅为 10^{-20} cm^2),所以可以大幅提高 P_{ki} 的值,从而保证了自电离探测技术的探测效率.

由于自电离探测技术与光电离、场电离、碰撞电离等探测方法相比具有显著的优势,近年来曾被广泛应用于碱土金属高激发束缚 Rydberg 态研究^[15, 16]中,但是却从未应用于 Eu 原子束缚 Rydberg 态的光谱研究.本实验采用此方法不但获得了大量束缚奇宇称激发态的光谱数据,而且还把 Rydberg 态与价

态区分开来, 显著地丰富了 Eu 原子的光谱信息。

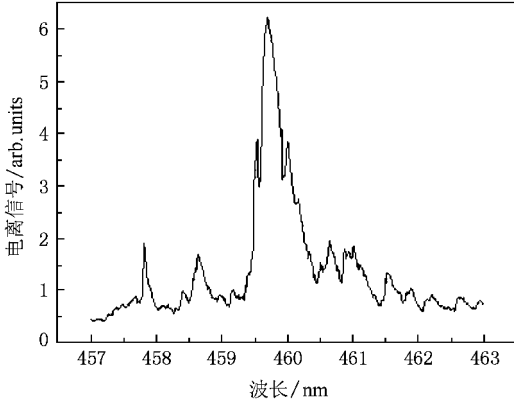


图4 Eu 原子三色三光子激发自电离 Rydberg 态光谱图

在自电离探测过程中第三束自电离探测光的选取是非常重要的, 首前两束激光选择合适的波长, 将原子激发到束缚 Rydberg 态, 第三束激光在共振跃迁 $6s_{1/2}^+ \rightarrow 6p_{1/2, 3/2}^+$ 的附近扫描, 然后在所得的自电离光谱中选取合适的峰值位置波长 λ_3 作为束缚 Rydberg 态的自电离探测光。

如图 4 所示, 实验中, 第一束光固定在 $\lambda_1 = 459.39 \text{ nm}$, Eu 原子从基态 $4f^7 6s^2 \text{ } ^8S_{7/2}$ 跃迁到 $4f^7 6s6p \text{ } ^8P_{9/2}$ 态, 第二束光 λ_2 固定在合适的波长(图 4 中 λ_2 固定在 431.73 nm), 第三束光 λ_3 从 457 nm 扫描至 463 nm . 从图中可以看到自电离峰大体呈现对称的 Lorentz 线形, 经过 Lorentz 线形拟合得到自电离峰的中心位置为 459.72 nm . 经过理论分析得到它收敛于 $4f^7(\text{ } ^8S_{7/2}) \text{ } ^8P_{1/2}(J=3)$ 电离限。

得到自电离 Rydberg 态光谱后, 将第三束激光的波长固定在自电离峰的峰值位置, 使用自电离探测技术扫描第二束激光可得到束缚 Rydberg 态光谱. 由于 Eu 原子内部结构非常复杂, 使得即便处于同一系列的束缚 Rydberg 态能级, 当主量子数 n 值不同时, 仍会具有不同的量子亏损值 δ (n 值相差比较大时更为明显), 从而具有不同的有效量子数 n^* , 所以对于同一个自电离探测光波长, 将无法探测到完整的束缚 Rydberg 系列. 鉴于这一问题, 实验中采用如上方法选择了多个 λ_3 作为探测光, 扫描 λ_2 可得到多个束缚 Rydberg 态光谱图. 图 4 为 Eu 原子自电离探测束缚 Rydberg 态光谱的部分谱图。

将 λ_1 固定在 459.39 nm , 使 Eu 原子吸收一个 λ_1 从基态 $4f^7 6s^2 \text{ } ^8S_{7/2}$ 跃迁到 $4f^7 6s6p \text{ } ^8P_{9/2}$ 态, λ_2 连续出光, λ_2 扫描范围 $430\text{--}451 \text{ nm}$, 使 Eu 原子进一步

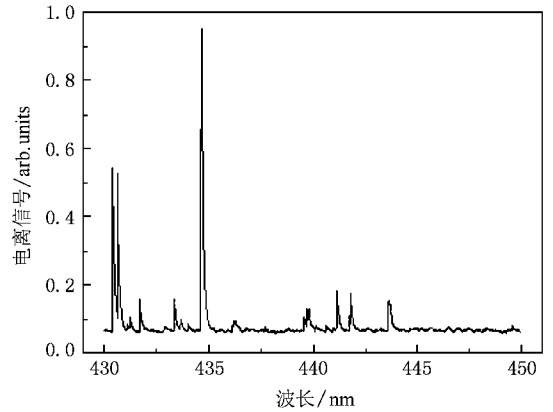


图5 Eu 原子三色三光子激发束缚 Rydberg 态光谱图 ($\lambda_1 = 459.39 \text{ nm}$, $\lambda_3 = 459.72 \text{ nm}$, 宽波段扫描 λ_2)

跃迁到 $4f^7 6sns$ (或 $4f^7 6snd$) 态上, λ_3 固定在 459.72 nm 作为自电离探测光。

从图 5 中可以看出, 出现了三个相对强度较大的信号和几个较小的信号. 较大的信号是由自电离探测产生的束缚 Rydberg 态信号, 正如 2.1.2 部分所提到的那样, 是处于 $6sns$ 或者 $6snd$ 态上的 $6s$ 电子共振跃迁到 $6p$ 态上, 从而得到原子 $4f^7 6pnl$ 自电离态. 而比较小的信号则是由于光电离所产生的信号. 这种现象的产生主要是由于自电离探测的每一步都是共振跃迁, 所以探测效率极高. 而光电离探测为非共振跃迁, 则效率较低, 导致自电离截面要远远大于光电离探测截面。

而光电离所产生的小信号则首先是由于处于不同系列, 以及处于同一系列但主量子数 n 值相差较大的 Rydberg 态的 Eu 原子非共振激发产生的光电离信号. 其次是由于 Eu 元素有未填满的 $4f$ 子壳层, 导致有许多双电子激发的价态位于第一电离限以下. 当第三束激光共振激发 Rydberg 态的同时, 价态也被激发, 产生光电离信号. 由于自电离探测能够大大提高 Rydberg 态的电离截面, 从而使得探测到的束缚 Rydberg 态信号相对强度较大. 根据这一特点, 通过对自电离和光电离所产生的信号进行比较, 可以把 Rydberg 态与价态区分开来。

根据 Rydberg-Ritz 公式

$$n^* = \sqrt{\frac{R_{\text{Eu}}}{T_0 - E_{\text{Ryd}}}}, \quad (3)$$

其中, R_{Eu} 是 Eu 原子 Rydberg 常数 ($R_{\text{Eu}} = 109736.92 \text{ cm}^{-1}$), E_{Ryd} 是实验中所得到的能级, T_0 是 Eu 能级 (45734.90 cm^{-1}). 从而可以计算出 Eu 原子各

Rydberg 态的有效量子数 n^* .

表 2 采用三色三光子激发自电离探测所得的 Eu 原子 Rydberg 态的能级位置及有效量子数

No	E/cm^{-1}	n^*
1	44986.33	12.108
2	44972.85	12.000
4	44944.86	11.785
5	44916.94	11.583
6	44913.18	11.556
8	44852.75	11.153
9	44828.78	11.005
10	44812.82	10.909
12	44760.32	10.611
16	44671.77	10.160
22	44494.63	9.406
26	44417.87	9.128
27	44386.08	9.020
28	44287.17	8.706

如前所述,通过扫描自电离峰的方法寻找合适的自电离探测波长 λ_3 ,得到 459.72 nm、460.60 nm 等多个位置.将第三束激光的波长分别固定在这些位置上扫描 λ_2 ,我们探测到了大量的 Eu 原子高激发束缚 Rydberg 态,实验数据列于表 2 中.共发现 14 个束缚 Rydberg 态.

为了确保所激发的光谱都是按照图 1 所规定的路线激发,实验中必须严格控制各个光脉冲的时序和间隔,并且经常确认所获得的信号的确依赖于每一束光.

对于本实验所采用的对 Eu 原子不同类型的高激发态的鉴别方法和由此技术所获得的新光谱数据都未见报道,属本实验首创.但是,由于 Eu 原子复杂的内部结构,要完全确定所测量能级的光谱归属(包括电子组态和原子状态)目前仍是一个国际难题,不论从实验还是理论方面都有待于进一步研究.

4. 结 论

本文报道了采用两种不同的探测方法(光电离探测和自电离探测)相结合,来研究铕原子的高激发态光谱.一方面,通过光电离探测两步激发的光谱,准确测量了在第一电离限以下处于 43927—45010 cm^{-1} 能量范围内的奇宇称能级的 32 个峰值的光谱数据(包括能级位置、谱线强度等).并根据所用的激发路线和相关的选择定则,进而确定了这些能级的总角动量 J .通过与相关文献资料进行对比分析,有 12 个新能级为本实验首次发现.另一方面,本实验精心设计了一种有效识别不同类型的高激发态的鉴别技术.分别采用光电离与自电离技术对处于同一能域的待测能级进行探测.通过对两种探测结果的对比和分析,成功地将处于同一能域的 Eu 原子束缚 Rydberg 态与价态区分开来.结果表明,在 32 个光电离探测峰中有 14 个为 Rydberg 态,其余的是由内壳层电子的跃迁所构成的价态.根据光谱量子理论,本文还详细讨论并确定了其有效量子数.

[1] Jayasekharan T, Razvi M A N, Bhale G L 2000 *J. Phys. B* **33** 3123
 [2] Li J M 1983 *Acta Phys. Sin.* **32** 84 (in Chinese) [李家明 1983 物理学报 **32** 84]
 [3] Zhang Y, Dai C J, Li S B 2004 *Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena* **135** 63
 [4] Zhang Y, Dai C J, Li S B 2005 *Electron Spectrosc. and Related Phen.* **148** 711
 [5] Bi'emont E, Quinet P, Dai Z W, Jiang Z K, Zhang Z G, Xu H L, Svanberg S 2002 *J. Phys. B* **35** 4743
 [6] Bushaw B A, Nortershauser W, Blaum K, Wendt K 2003 *Spectrochimica Acta Part B* **58** 1083
 [7] Blaum K, Geppert C, Schreiber W G, Hengstler J G, Muller P, Nortershauser W, Wendt K, Bushaw B A 2002 *Anal. Bioanal. Chem.* **372** 759
 [8] Bi'emont E, Quinet P, Svanberg S, Xu H L 2004 *Eur. Phys. J.* **D 30** 157

[9] Zhang Z G, Persson I A, Li Z S, Svanberg S, Jiang Z K 2001 *Eur. Phys. J. D* **13** 301
 [10] Schulz J, Wernet P, Godehusen K, Müller R, Zimmermann P, Martins M, Sonntag B 2002 *J. Phys. B* **35** 907
 [11] Bhattacharyya S, Nakhate S G, Jayasekharan T, Razvi M A N 2006 *Phys. Rev. A* **73** 2506
 [12] Cooke W E, Gallagher T F, Edelstein S A, Hill R M 1978 *Phys. Rev. Lett.* **40** 178
 [13] Kobayashi T, Endo I, Fukumi A, Horiguchi T, Ishida Y, Kondo T, Kuwamoto T, Minamoto N, Nakamura T, Takahashi T 1997 *Z. Phys. D* **39** 209
 [14] Nakhate S G, Razvi M A N, Ahmad S A 2000 *J. Phys. B* **33** 191
 [15] Li S B, Dai C J 2004 *Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena* **136** 247
 [16] Liu Y P, Dai C J, Li S B 2005 *Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena* **142** 91

Investigation of odd-parity excited states of europium atoms by resonant photoionization spectroscopy^{*}

Xiao Ying Dai Chang-Jian[†] Zhao Hong-Ying Qin Wen-Jie

(*Key Laboratory of Display Materials and Photoelectric Devices , Ministry of Education , Tianjin 300191 , China*)

(*School of Science , Tianjin University of Technology , Tianjin 300384 , China*)

(Received 4 July 2008 ; revised manuscript received 18 September 2008)

Abstract

In this paper , two different detection methods , photoionization and autoionization , are combined to study the spectrum of highly excited states of Eu atom. On the one hand , the bound Eu spectrum with odd-parity in the region of 43927—45010 cm^{-1} has been measured. The spectral information , such as position and intensity , of 32 transitions can be deduced from the spectra with calibration and the error estimation. The information of excitation process and the selection rules enables us to determine their total angular momenta. Comparison with the related literature show that 12 of the states are newly discovered. On the other hand , we design an effective method to identify different types of highly excited states. The spectra of odd-parity states in the same region are measured by both photoionization and autoionization methods , from which we may separate the Rydberg states from the valence states. of the 32 transitions only 14 can be identified as Rydberg states , and the others are valence states. Furthermore , the effective quantum numbers of the Rydberg states are also discussed in detail with the quantum theory.

Keywords : Eu atom , odd-parity energy level , isolated-core excitation , autoionization detection

PACC : 3280 , 3270

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10574098 , 10674102) and the Natural Science Foundation of Tianjin (Grant No. 05YFJMJC05200).

[†] Corresponding author. E-mail : Daicj@126.com