

电场中 Eu 原子电离阈移动的实验研究*

沈礼 野仕伟 戴长建†

(天津理工大学理学院, 天津 300384)

(2011年5月14日收到; 2011年7月13日收到修改稿)

提出了一种新方法, 精确确定了稀土 Eu 原子第一电离阈的位置. 先用脉冲电场对 Eu 原子的高激发 Rydberg 态进行延时场电离探测, 再通过反向静电场排除光电离和自电离等其他路径所产生的离子信号的干扰, 观察并研究了 Eu 原子第一电离阈随着电场移动的规律. 由此所确定的零场下第一电离阈的数值与采用其他方法所确定的文献值^[1,2]相一致, 从而验证了该方法的可靠性.

关键词: Eu 原子, 电离阈, 脉冲电场, 场电离探测

PACS: 33.15.Ry, 32.60.+i

1 引言

稀土原子大多具有未填满的 4f 支壳层, 其高激发态光谱中不仅存在类似于碱土金属的最外层电子被激发的高激发态^[3,4], 而且也因 4f 电子的激发^[5]导致其光谱非常复杂. 因此, 稀土原子光谱的研究工作相对于碱土原子光谱的研究工作更具有挑战性.

对于零场下的 Eu 原子高激发态光谱的研究虽然已有一些报道^[2,6], 但在其第一电离阈附近, 由于自电离态以及 4f 支壳层电子激发态的影响, 很难直接观察到第一电离阈的位置^[7]. 通常, 需要利用 Rydberg-Ritz 公式对其 Rydberg 系列的能级数据进行拟合才能得到^[1,2].

对于电离阈附近的高激发 Rydberg 态而言, 场电离探测比光电离探测效率更高, 有相关的工作将其应用于碱金属 Na 原子^[8,9]、碱土金属 Sr 原子^[10]、Ba 原子^[11]和稀土 Yb 原子^[12]的电离阈的测量.

针对上述研究现状, 本文选取 Eu 原子第一电离阈附近的 $4f^7 6s(^9S)np$ Rydberg 系列作为研究对象, 采用静电场和延时脉冲电场构型, 观测到了电场下 Eu 原子的第一电离阈的移动, 并以此推导出了零场下第一电离阈的数值, 与文献^[1,2]中的数值进行了对比.

2 实验原理与装置

2.1 实验原理

本文采用三色三光子将 Eu 原子激发到第一电离阈 $4f^7 6s+^9S_4$ 附近的高激发 Rydberg 态. 激发路线如图 1 所示. 首先用一束波长为 686.64 nm 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 $4f^7 6s 6p ^{10}P_{9/2}$ 态. 然后, 用一束波长为 668.70 nm 的激光进一步激发该价电子到 7s 态, 此时 Eu 原子处于 $4f^7 6s 7s ^8S_{7/2}$ 态. 最后 λ_3 在 614.93—620.66 nm 扫描使得处于 $4f^7 6s 7s ^8S_{7/2}$ 态的 Eu 原子激发该价电子到 np 态, 并且使 Eu 原子的能量范围覆盖第一电离阈, 此时 Eu 原子处于 $4f^7 6s (^9S)np$ 态. 因为激光脉宽为 6—8 ns, 为了确保 Eu 原子依次吸收 λ_1, λ_2 和 λ_3 光子, 需要通过改变光程控制上述三步激发的光脉冲依次延迟 8 ns, 按顺序进入真空室. 为了确保每步能激发 Eu 原子到既定中间态上, 使用 355 nm 或 532 nm 光进行光电离探测是否在中间态上有布局. 因为 Eu 原子的能级比较复杂, 其中只有两束光也有可能使 Eu 原子激发从而进一步光电离, 如 $\lambda_1 + 2\lambda_3$, 为了避免这些干扰峰的影响, 通过挡住其中一束光再扫描 λ_3 来将其甄别出来.

在实验中采用延时场电离探测技术来探测场电离后的离子信号. 然而利用 $\lambda_1 + \lambda_2$ 将 Eu 原

* 国家自然科学基金 (批准号: 10674102, 11174218) 和国家自然科学基金青年科学基金 (批准号: 11004151) 资助的课题.

† E-mail: Daicj@126.com

子布局到 $4f^76s7s^8S_{7/2}$ 态时, 只要 λ_3 的能量大于 $4f^76s7s^8S_{7/2}$ 态的电离能就有一定概率将其激发至连续态 $4f^76s(9S)\epsilon p$ 而使其电离, 这个直接光电离为非共振电离, 其离子信号作为背景噪音干扰对场电离离子信号的探测. 除此之外, 还存在 λ_3 将处于 $4f^76s7s^8S_{7/2}$ 态的 Eu 原子共振激发至自电离态 $4f^75d7p$, 由于自电离态 $4f^75d7p$ 与连续态 $4f^76s(9S)\epsilon p$ 存在强烈的相互作用导致在第一电离阈附近存在较宽的包络而无法直接观测到第一电离阈 [7]. 无论是光电离还是自电离产生的离子均是在脉冲电场作用之前产生的, 如果使用一个反向的静电场 (如 $0.5 \text{ V}\cdot\text{cm}^{-1}$) 使得脉冲电场作用之前将这些离子推出作用区, 这样探测到的离子信号均是由脉冲电场电离 $4f^76s6p^{10}P_{9/2}$ 态的 Eu 原子而产生的, 使得信噪比大大提高, 并且可以直接观测到电场下的第一电离阈的位置. 通过改变静电场的大小可以得到第一电离阈随着电场移动的实验规律. 根据 Rydberg-Ritz 公式 [13]

$$n^* = \sqrt{\frac{R_{\text{Eu}}}{I_0 - E_{\text{Ryd}}}}, \quad (1)$$

其中, $R_{\text{Eu}} = 109736.92 \text{ cm}^{-1}$ 是 Eu 原子 Rydberg 常数, E_{Ryd} 是 Eu 原子的 Rydberg 能级, I_0 是零场下的 Eu 原子的第一电离阈, n^* 为 Eu 原子 Rydberg 态的有效量子数. 以及场电离公式 [12]

$$F = \frac{1}{16n^{*4}}, \quad (2)$$

其中, F 为原子单位下的电场强度大小. 由此可得电场下的 Eu 原子的第一电离阈 I 与电场强度大小的关系为

$$I = I_0 - 4R_{\text{Eu}}\sqrt{F}, \quad (3)$$

由公式 (3) 通过实验数据拟合即可得到零场下的 Eu 原子的第一电离阈 I_0 .

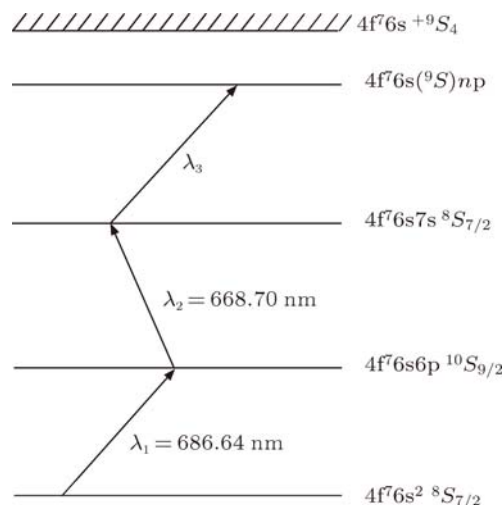


图 1 Eu 原子的多步激发路线示意图

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、和频及分束后输出 532 和 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} , 峰值功率约为 $7 \times 10^4 \text{ W}$, 光斑直径约 10 mm, 激光功率密度可达 $9 \times 10^4 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$.

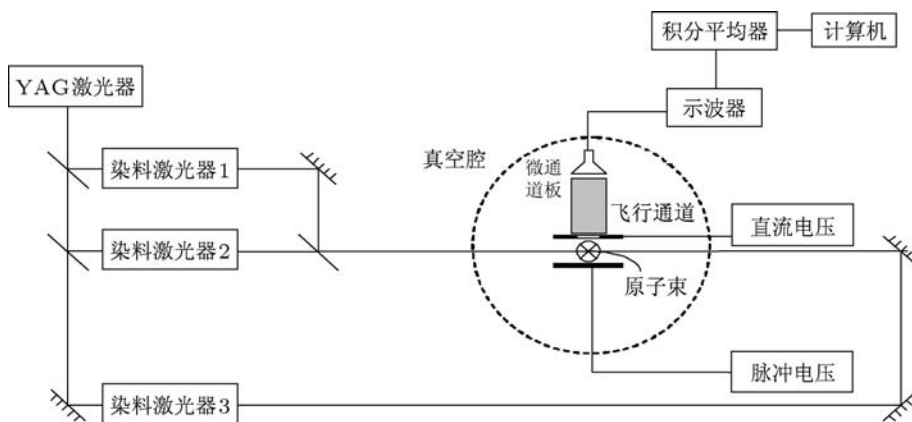


图 2 实验装置图

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, 使真空度维持在 $(1.4\text{--}1.5)\times 10^{-4}$ Pa. 利用直流电源所产生的焦耳热加热装有 Eu 金属样品的坩锅, 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 743 K, 产生的 Eu 原子蒸气的数密度可满足实验要求. 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, 以此来减少谱线的 Doppler 展宽效应.

电场极板靠近微通道板一端接直流电源, 使得脉冲电场作用之前由于光电离和自电离产生的离子飞出作用区, 远离微通道板一端接脉冲电源, 起到场电离和收集场的作用, 其中使用 AMETEK 公司的 9650A 型脉冲延时发生器控制脉冲电场使其比光脉冲延迟 500 ns.

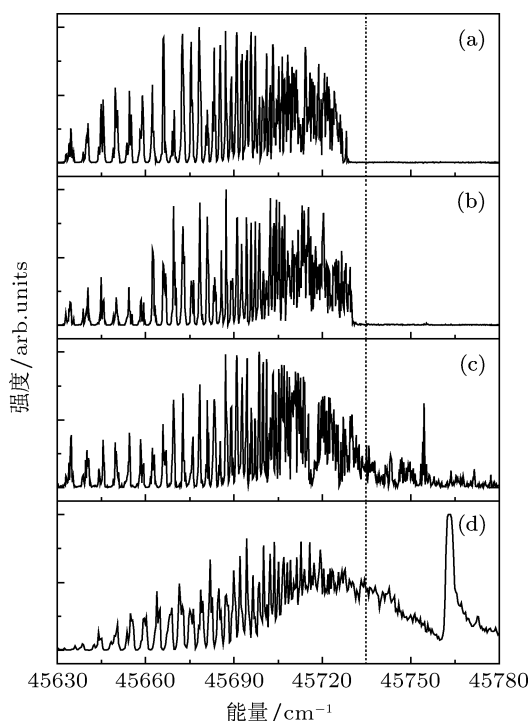


图 3 Eu 原子在不同静电场下第一电离阈能域附近的光谱图. 虚线表示零场下的第一电离阈 $I_0 = 45734.74 \pm 0.04 \text{ cm}^{-1}$ [2] 的位置. (a) $0 \text{ V}\cdot\text{cm}^{-1}$; (b) $0.2 \text{ V}\cdot\text{cm}^{-1}$; (c) $0.5 \text{ V}\cdot\text{cm}^{-1}$; (d) $1 \text{ V}\cdot\text{cm}^{-1}$.

在作用区, 处于激发态的 Eu 原子被电离成离子-电子对, 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信号, 利用 AMETEK 公司的 Model 4100 Box-car 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, 使用 NI 公司的 LabVIEW 软件编写的光谱采集分析系统对数据进行分析处理.

3 结果与讨论

如图 3 所示, 当脉冲场电离电场为 $2 \text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$, 得到 Eu 原子在不同静电场下第一电离阈能域附近的光谱图, 其中虚线表示文献 [2] 中零场下的第一电离阈 $I_0 = 45734.74 \pm 0.04 \text{ cm}^{-1}$ 的位置. 图 3(a) 为零场下的光谱图, 从图中可以看到收敛于第一电离阈的 $4f^7 6s(9S)np$ 系列, Nakhate 等通过共振光电离可以观察到 $n = 67$ 的 Rydberg 态 [2], 其中我们可以观察到 $n = 40\text{--}72$ 的 Rydberg 态, 通过 (1) 式可以得出其有效量子数 [7]. 但是在接近第一电离阈时, 由于自电离离子信号的存在, 无法直接看到第一电离阈, 并且由于光电离离子信号的存在, 信号信噪比较差. 当静电场为 $0.2 \text{ V}\cdot\text{cm}^{-1}$ 时, 如图 3(b) 所示, 自电离和光电离离子信号仍然存在, 这主要是由于静电场较小, 在将自电离和光电离产生的离子推出作用区之前, 脉冲电场已经产生作用, 将其反推向 MCP 探测器, 导致 MCP 探测器仍然探测到自电离和光电离产生的离子信号; 其中还有一种可能是由于脉冲电场未作用时带来的剩余电场导致需要一定的静电场来中和剩余电场. 当静电场为 $0.5 \text{ V}\cdot\text{cm}^{-1}$ 时, 可以明显地观测到该电场下第一电离阈的位置, 同时信噪比有很明显的提高, 这说明在静电场作用下自电离和光电离产生的离子被推出作用区而没有被 MCP 探测到, 只有脉冲电场产生的离子信号被探测到, 并且电场中的第一电离阈相对于零场中的第一电离阈有明显的移动, 移动规律遵循 (3) 式. 当静电场为 $1 \text{ V}\cdot\text{cm}^{-1}$ 时, 第一电离阈会有更加明显的红移.

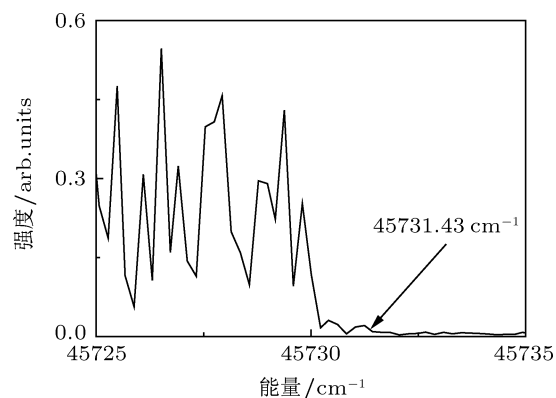


图 4 Eu 原子在静电场为 $0.5 \text{ V}\cdot\text{cm}^{-1}$ 时的光谱图. 箭头表示该静电场下 Eu 原子第一电离阈的位置.

由于只有场电离产生的离子信号被探测到, 在第一电离阈附近, 选取信号突然增加时的能量作为该静电场下 Eu 原子第一电离阈的位置. 如图 4 中箭头所示位置为当静电场为 $0.5 \text{ V}\cdot\text{cm}^{-1}$ 时 Eu 原子

第一电离阈的位置.

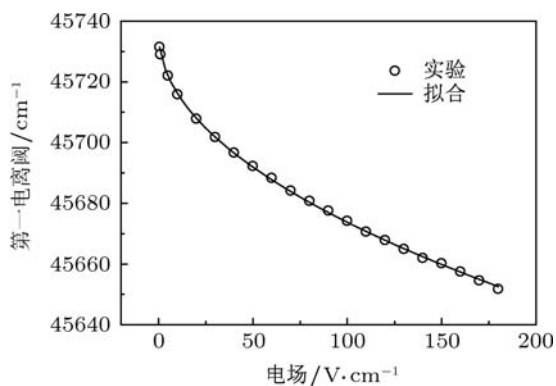


图5 静电场下 Eu 原子第一电离阈移动的规律图

由此通过改变静电场可以得到不同静电场下的 Eu 原子第一电离阈的位置, 如图 5 所示. 然后根据 (3) 式拟合即可得到零场下第一电离阈的位置 $I_0 = 45736.76 \pm 0.20 \text{ cm}^{-1}$, 其中误差为拟合得

到的均方差. 该值比文献 [1] 中数值 $45734.92 \pm 0.2 \text{ cm}^{-1}$ 和文献 [2] 中数值 $45734.74 \pm 0.04 \text{ cm}^{-1}$ 要略大, 主要原因是由于脉冲电场未作用时有一定的剩余电场导致需要一定的静电场来中和剩余电场. 总体上, 仍然证实了该方法的可靠性.

4 结 论

本文使用脉冲电场对稀土 Eu 原子的高激发 Rydberg 态进行延时场电离探测, 通过在脉冲电场产生之前施加反向静电场的方法, 排除了光电离和自电离等其他路径所产生的离子信号的干扰, 提高了实验的信噪比. 同时通过改变静电场的大小, 观察并研究了 Eu 原子第一电离阈随着电场移动的规律. 由此精确确定了零场下 Eu 原子第一电离阈的位置, 所确定的数值与采用其他方法所确定的文献值相一致, 从而验证了该方法的可靠性.

- [1] Smith G, Tomkins F S 1975 *Proc. R. Soc. A* **342** 149
- [2] Nakhate S G, Razvi M A N, Connerade J P, Ahmad S A 2000 *J. Phys. B* **33** 5191
- [3] Biémont E, Quinet P, Dai Z W, Jiang Z K, Zhang Z G, Xu H L, Svanberg S 2002 *J. Phys. B* **35** 4743
- [4] Li M, Dai C J, Xie J 2011 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Trans.* **112** 793
- [5] Qin W J, Dai C J, Xiao Y, Zhao H Y 2009 *Chin. Phys. B* **18** 3384
- [6] Xiao Y, Dai C J, Zhao H Y, Qin W J 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 3071 (in Chinese) [肖颖, 戴长建, 赵洪英, 秦文杰 2009 物理学报 **58** 3071]
- [7] Xie J, Dai C J, Li M 2011 *Chin. Opt. Lett.* **9** 050201
- [8] Gallagher T F, Humphrey L M, Cooke W E, Hill R M, Edelstein S A 1977 *Phys. Rev. A* **16** 1098
- [9] Menéndez J M, Martín I, Velasco A M 2004 *Chem. Phys. Lett.* **398** 287
- [10] Zhong J W, Fang D W, Li J, Sen Z 2000 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Trans.* **67** 79
- [11] Dou W D, Dai C J, Li S B 2004 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Trans.* **85** 145
- [12] Dai C J, Zhang S, Shu X W, Fang D W, Li J 1995 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Trans.* **53** 179
- [13] Martin W C, Zalubas R, Hagan L 1978 *Atomic Energy Levels of the Rare Earth Elements* (NSRDS-NBS Circular no 60) 185

Experiment study of ionization limit shift of europium atoms in electric fields*

Shen Li Ye Shi-Wei Dai Chang-Jian[†]

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

(Received 14 May 2011; revised manuscript received 13 July 2011)

Abstract

In this paper, we present a new method to determine the first ionization limit of europium atom. Firstly, time delayed field ionization is used to detect highly excited Rydberg states of europium atom. Secondly, reversed static electric field is used to exclude ion signal from photoionization, autoionization and other path. The law of first ionization limit shift of europium atom in electric field is studied. First ionization limit in zero electric field is deduced from data of first ionization limit shift in electric field. This value is well coincident with the reported values deduced by other methods.

Keywords: Eu atom, ionization limit, pulsed electric field, field ionization detection

PACS: 33.15.Ry, 32.60.+i

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10674102, 11174218) and the Young Scientists Fund of the National Natural Science Foundation of China (Grant No.11004151).

[†] E-mail: Daicj@126.com