

# 用速度影像法研究 Eu 原子 $4f^7 6p_{1/2} 8s$ 自电离态的 弹射电子角分布

董 程<sup>1,2</sup> 沈 礼<sup>1,2</sup> 杨金红<sup>1,2</sup> 戴长建<sup>1,2</sup>

(<sup>1</sup> 天津理工大学理学院, 天津 300384  
<sup>2</sup> 显示技术与光电器件教育部重点实验室, 天津 300384)

**摘要** 采用速度影像技术研究了 Eu 原子  $4f^7 6p_{1/2} 8s$  自电离态的弹射电子角分布, 能量覆盖了  $60600.0 \sim 61860.2 \text{ cm}^{-1}$  的范围。实验采用三步孤立实激发方法分步从基态  $4f^7 6s^2 \text{ } ^8S_{7/2}$  经中间态  $4f^7 6s6p \text{ } ^6P_{5/2}$  激发到  $4f^7 6s8s \text{ } ^8S_{7/2}$  Rydberg 态上, 然后将其进一步共振激发至  $4f^7 6p_{1/2} (J=3)8s$  和  $4f^7 6p_{1/2} (J=4)8s$  自电离态。根据所用的激发路径及其选择定则可以得出自电离态的总角动量的可能取值; 通过自电离过程的能量守恒, 角动量守恒和宇称守恒原理推测出其向不同离子终态衰变所对应的弹射电子的能量范围和特性。利用电子透镜对上述自电离过程中产生的弹射电子进行聚焦和成像, 通过位置敏感探测器对其动能进行分辨, 运用速度影像技术进行数学变换和计算得到弹射电子的角向分布。同时, 通过调谐第三步激光的波长, 得出了角分布和各向异性参数随光子能量的变化规律, 并给出了相应的物理解释。

**关键词** 原子与分子物理学; 速度影像技术; 自电离态; 弹射电子; 角分布; 各向异性参数

中图分类号 O433 文献标识码 A doi: 10.3788/AOS201434.0702001

## Angular Distribution of Ejected Electrons from Eu $4f^7 6p_{1/2} 8s$ Auto-Ionizing State Studied by Velocity Mapping Imaging Technique

Dong Cheng<sup>1,2</sup> Shen Li<sup>1,2</sup> Yang Jinhong<sup>1,2</sup> Dai Changjian<sup>1,2</sup>

(<sup>1</sup> School of Science, Tianjin University of Technology, Tianjin 300384, China  
<sup>2</sup> Key Laboratory of Display Materials and Photoelectric Devices, Ministry of Education, Tianjin 300384, China)

**Abstract** The angular distribution of the electron ejected from Eu atom  $4f^7 6p_{1/2} 8s$  auto-ionizing state, whose energy range covers from  $60600.0 \text{ cm}^{-1}$  to  $61860.2 \text{ cm}^{-1}$ , has been investigated in use of the velocity mapping imaging technique. Eu atom is stepwise excited from the  $4f^7 6s^2 \text{ } ^8S_{7/2}$  ground state to the  $4f^7 6s8s \text{ } ^8S_{7/2}$  Rydberg state through the  $4f^7 6s6p \text{ } ^6P_{5/2}$  intermediate state, then excited to the  $4f^7 6p_{1/2} (J=3)8s$  and  $4f^7 6p_{1/2} (J=4)8s$  auto-ionizing states further by using the three steps isolated-core-excitation method. The value of the total angular momentum is calculated by the excitation scheme and the selection rule, the energy range and properties are deduced from the energy, angular momentum and parity conservation in auto-ionization process. The ejected electron, which is the production of the auto-ionization process, is focused and imaged by the electron lens. The kinetic energy of it is resolved by the position sensitive detector, and by using the velocity mapping imaging technique, mathematical transformation and calculation for ejected electron angular distribution is carried out. Simultaneously, by tuning the wavelength of the third dye laser, the propensity of the angular distribution and the anisotropy parameters following the variation of the photon energy has been obtained, and the physical essence has been discussed.

**Key words** atomic and molecular physics; velocity mapping imaging technique; auto-ionizing state; ejected electron; angular distribution; anisotropy parameter

**OCIS codes** 020.5780; 000.2190; 300.6210

收稿日期: 2014-02-11; 收到修改稿日期: 2014-02-26

基金项目: 国家自然科学基金(11174218)

作者简介: 董 程(1988—), 男, 硕士研究生, 主要从事稀土元素自电离动力学方面的研究。

E-mail: a60215552@163.com

导师简介: 戴长建(1957—), 男, 教授, 博士生导师, 主要从事稀土元素自电离动力学方面的研究。E-mail: daicj@126.com  
(通信联系人)

## 1 引言

众所周知,原子自电离弹射电子角分布(AD)反映了自电离过程的微分截面<sup>[1]</sup>,它比自电离光谱(对应于自电离的总截面)能提供更多的原子信息<sup>[2]</sup>。比如:它不仅与原子波函数的振幅相关,而且还能够提供原子波函数的相位信息。所以,在激光技术不断提高促进自电离光谱的研究基础上<sup>[3-4]</sup>,进一步开展 AD 的研究不仅可以深化对原子结构和特性的认识,还可为新量子理论的精确验证提供实验支撑。同时,AD 对应于弹射电子的运动方向,能反映自电离微观动力学的特征。

对于碱土金属原子,在实验和理论两个方面都对其 AD 问题进行了深入的研究。在实验方面,采用孤立态激发技术<sup>[5]</sup>把处于基态的原子激发到主量子数较高的 Rydberg 态,最大程度地降低了电子与离子实之间的库仑相互作用,从而为理论上将原来的多体问题简化为 Rydberg 电子与离子实之间的两体问题<sup>[6]</sup>提供了方便。该实验技术在 Mg 原子 3pns( $J=1$ )和 3pnd( $J=1,3$ )自电离弹射电子的 AD 实验研究<sup>[7-8]</sup>都获得了很好的效果。在理论方面,采用多通道量子亏损理论(MQDT)<sup>[9]</sup>与 K 矩阵相结合的方法,对上述实验进行了计算和分析,获得了与实验相一致的结果。在此基础上,本课题组又进一步将该理论方法推广到了所有碱土金属原子自电离弹射电子的 AD 研究上<sup>[2,10]</sup>。

但是,对于稀土金属原子 AD 的研究至今尚未见报道。主要原因在于稀土金属原子结构要比碱土金属原子复杂得多<sup>[11-12]</sup>,比如:其最外层价电子会受到未填满的内壳层的 4f 电子的干扰,使得原子 Rydberg 态的角向波函数的对称性变差,导致其 AD 的形状比具有相同原子状态的碱土金属原子的 AD 更为复杂,而且 AD 阶数更高,对计算 AD 阶数的理论方法提出了较高要求。另外具有相同动能的弹射电子向不同方向弹射的几率构成了 AD,可根据弹射电子动能的不同来区分 AD,所研究的稀土金属 Eu 原子的能级较多且能级差较小,当大量的 Eu 原子发生自电离时,弹射电子具有多种动能,存在着多种 AD,能否区分这些 AD 对实验方法提出了更高的要求。

在 AD 的实验方法方面,结合近十年来采用速度影像(VMI)技术研究气相分子光解碎片(包括离子和原子)AD 的成果<sup>[13-14]</sup>,总结其相对于研究碱土金属原子 AD 的传统方法<sup>[7-8]</sup>的优点,如可实现位置敏感探测,具有较高的能量分辨和较高的效率。

本文在 Eu 原子自电离光谱<sup>[15-17]</sup>和自电离系列之间的组态相互作用<sup>[11-12]</sup>的研究基础上,以 VMI 技术为研究方法,开展对 Eu 原子自电离态  $4f^7 6p_{1/2} 8s$  AD 的研究,补充在稀土金属原子自电离动力学研究方面的不足,促进实验和理论研究工作的进步。

## 2 理论基础

众所周知,弹射电子的 AD 的形式与其自电离态的轨道量子数的最大可能取值相关<sup>[8]</sup>,即:

$$I(\theta) = \sum_k^{l_{\max}} a_{2k} P_{2k}(\cos \theta), \quad (1)$$

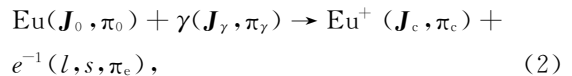
式中  $k = 0, 1, 2 \dots l_{\max}$ ,  $l_{\max}$  为弹射电子的最大轨道量子数,  $P_{2k}(\cos \theta)$  为  $2k$  阶勒让德函数,  $a_{2k}$  为相应的系数。

围绕(1)式,本节将分两种方法来说明其对应于相同原子状态下不同自电离弹射电子 AD 的具体变形,以便为第 4 节讨论 Eu 原子  $4f^7 6p_{1/2} 8s$  自电离态的 AD 结果做好准备。

### 2.1 角动量和宇称守恒法

由(1)式可知,弹射电子的  $l_{\max}$  能够计算出 AD 的阶数  $2k$ ,通过计算不同的弹射电子 AD 的阶数可以获得 AD 变化<sup>[7-8]</sup>。以下将介绍文献[7]中的角动量和宇称守恒方法来计算自电离弹射电子的  $l_{\max}$  得到 AD 的阶数。

首先, Eu 原子自电离反应方程可表示为



式中  $\mathbf{J}_0$  和  $\pi_0$  分别为 Eu 原子 Rydberg 态的总角动量和宇称,  $\gamma$  指将 Eu 原子从 Rydberg 态共振激发到自电离态的光子,  $\mathbf{J}_\gamma$  和  $\pi_\gamma$  分别为光子的角动量和宇称,  $\mathbf{J}_c$  和  $\pi_c$  是离子实的总角动量和宇称,弹射电子的轨道和自旋角动量为  $l$  和  $s$ ,  $\pi_e$  是它的宇称,以上各个参数的具体取值可从第 3 节中的激发路径计算方程中获得,从而计算出弹射电子的轨道量子数  $l$  的取值。

然后,再根据角动量和宇称守恒:

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_0 + \mathbf{J}_\gamma = \mathbf{J}_c + s + l = \mathbf{J}_{cs} + l, \quad (3)$$

$$\pi = \pi_0 \pi_\gamma = \pi_c (-1)^l, \quad (4)$$

其中(3)式为角动量守恒,(4)式为宇称守恒。 $\mathbf{J}_c$  代表离子实  $3p^+$  的总角动量,其余的符号所代表的意义已在(2)式中说明,对弹射电子轨道量子数  $l$  进行筛选。

最终,经过筛选之后,得到了  $l_{\max}$ , AD 的阶数也随之确定,其结果将在第 4 节中展示。

## 2.2 选择定则法

选择定则法在研究气相光分解产物的 AD 中得到应用,如光解产物  $H^{-1}$  的弹射电子 AD<sup>[18]</sup>, 这种方法是考虑在 Rydberg 电子发生自电离弹射时,它的轨道量子数受选择定则:

$$\Delta l = \pm 1 \quad (5)$$

影响下的取值,从这些取值中自然可以找到  $l_{\max}$ , 并且计算出 AD 的阶数。如果将此种方法计算推广到原子体系下研究原子自电离弹射电子 AD, 会简化 2.1 节中计算 AD 阶数的过程,而且通过采用选择



三束激光依次间隔 8~10 ns 进入作用区与 Eu 原子作用。处于 Eu 原子基态上的一个价电子分别从前两束激光波长分别为 464.22 nm(空气)和 564.57 nm(空气)的  $\lambda_1$  和  $\lambda_2$  中各吸收一个光子以单电子分步激发的方式从 6s 态激发到 8s 态(通常称该电子为 Rydberg 电子),此时 Eu 原子处于  $4f^7 6s(^7S^{\circ}) 8s^8 S_{7/2}^{\circ}$  Rydberg 态,Rydberg 电子成为了离原子实较远的最外层电子。在第三束激光  $\lambda_3$  (波长变化范围在 442.0~468.1 nm,空气中)到达作用区时,该电子作为“旁观者”不参与激发,而是将另一价电子从 6s 态激发到  $6p_{1/2}$  态(该电子通常被称为实电子),得到  $4f^7 6p_{1/2} 8s$  自电离态。由于  $4f^7 6p_{1/2} 8s$  自电离态并不稳定,所以处于  $4f^7 6p_{1/2} 8s$  自电离态的 Eu 原子会迅速衰变为一个离子和一个电子。在实验中,固定前两束激光波长  $\lambda_1$  和  $\lambda_2$ , 扫描第三束激光  $\lambda_3$ , 分别使用光电倍增管(PMT)和电子耦合器件(CCD)来获得离子光谱和弹射电子的二维速度影像<sup>[19]</sup>, 从而获得离子的终态信息和自电离弹射电子三维空间分布在二维平面上的投影即二维速度影像,再使用能够实现反阿贝尔变换<sup>[20]</sup>的 BASEX 软件<sup>[21]</sup>得到角分布。

其中三束激光为平行于探测器表面的线偏振光,其目的在于通过选择定则  $\Delta m = 0$ , 达到  $4f^7 6p_{1/2} 8s$  自电离态的实电子和 Rydberg 电子的磁量子数与它们处于基态  $4f^7 6s^2 8S_{7/2}^{\circ}$  时的磁量子数相同,都为  $m = 0$ 。其中第三束线偏振光保证了弹射电子形成的电子云的三维速度分布是沿偏振方向成圆柱对称。

## 3.2 实验装置

采集离子光谱和弹射电子二维速度影像的实验

定则法计算 Mg 原子  $3pns(J = 1)$ <sup>[7]</sup> 和  $3pnd(J = 3)$ <sup>[8]</sup> 的 AD 阶数与以发表的结果相一致。采用此方法计算 Eu 原子  $4f^7 6p_{1/2} 8s$  自电离弹射电子 AD 的阶数,其结果与 Mg 原子  $3pns(J = 1)$ <sup>[7]</sup> 的 AD 阶数相同为 2 阶。

## 3 实验原理和装置

### 3.1 实验原理

实验采用的激发路径为

装置如图 1 所示,可分为 4 个部分:激光系统、真空系统、Eu 原子束制备和采集系统<sup>[11]</sup>。激光系统由一台 Nd:YAG 固体激光器和三台染料激光器组成,固体激光器输出的激光脉宽为 6~8 ns,重复频率为 17 Hz,三台染料激光器的线宽为  $0.1 \text{ cm}^{-1}$ 。真空系统由机械泵和分子泵组成,可将图 1 中用矩形表示的真空腔中的真空度保持在  $1.0 \times 10^{-5} \text{ Pa}$ ,Eu 原子束是将纯度为 99.9% 的 Eu 金属加热到 743 K 使其气化所产生的。

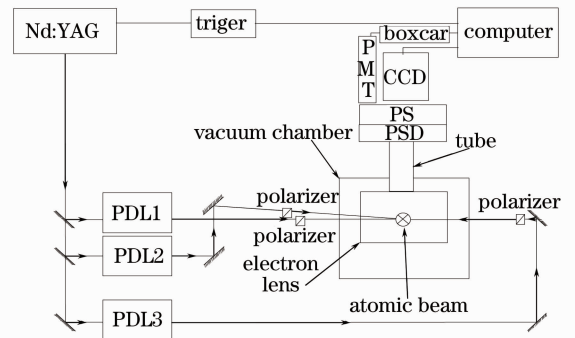


图 1 采集光谱和弹射电子原始二维速度影像的实验装置

Fig. 1 Apparatus for collecting spectra and ejected electron's two dimensional velocity distribution

采集系统是一个通过改变电子透镜极板电压和采集设备,来达到采集电子图像和离子光谱可切换目的系统<sup>[19]</sup>,图 2 为采集二维速度影像的核心装置,使用 SIMION 软件完成了对电子透镜的设计<sup>[22-23]</sup>,由中心开圆孔的圆形排斥极(repeller)、引出极(extractor)和接地极(ground)组成,它们的电压分别为 -2400、-2050、-42.0 V,采集自电离光谱时,极板电压为 260、203、0.0 V。为防止其他杂散

场和地球磁场对弹射电子在自由飞行区的干扰,在自由飞行区加上一个双层  $\mu$  金属管起到屏蔽的效果,由位置敏感探测器 (PSD) 和荧光屏 (PS) 组成的一体式设备是 PHOTONIS 公司生产的,PS 的半径均为 20 mm,此一体式设备的作用是由 PSD 倍增信号和 PS 显示信号。本实验选用分辨率为  $1024 \text{ pixel} \times 1024 \text{ pixel}$ ,像素尺寸为  $13 \mu\text{m} \times 13 \mu\text{m}$  的 Princeton Instruments PIXIS 1024F;低噪声,高灵敏度 CCD 采集二维速度影像,采集自电离光谱则使用 PMT 采集。

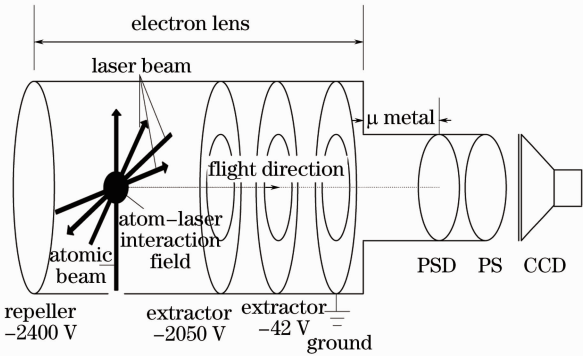


图 2 采集二维速度影像的核心装置

Fig. 2 Core apparatus for collecting two dimensional velocity distribution

## 4 结果和讨论

首先展示 Eu 原子  $4f^7 6p_{1/2} 8s$  自电离光谱,获得自电离总截面的信息,然后根据此信息,研究在不同能量处 AD 的规律及物理含义。

### 4.1 Eu 原子 $4f^7 6p_{1/2} 8s$ 自电离光谱

主要研究的是 Eu 原子  $4f^7 6p_{1/2} 8s$  自电离弹射电子 AD,采集 Eu 原子  $4f^7 6p_{1/2} 8s$  自电离光谱即可以确定本工作所要采集的 AD 所属的自电离态又可以确定实验数据的采集范围。

如图 3 所示,为 Eu 原子  $4f^7 6p_{1/2} 8s$  自电离光谱,其线宽的不确定度优于  $0.1 \text{ cm}^{-1}$  并且从光谱中选取  $4f^7 6p_{1/2} (J=3,4) 8s$  自电离态峰值位置,重叠区域以及两翼边缘位置共 8 个能够将表现出自电离光谱整体趋势的能量点的 AD 进行展示,在接下来的 4.2 节和 4.3 节中讨论 AD 的阶数和各项异性参数的规律和物理意义。

### 4.2 弹射电子 AD 的阶数

根据选择定则  $\Delta J = 0, \pm 1$  (除  $0 \rightarrow 0$  外),  $4f^7 6p_{1/2}^+$  可衰变到  $5d J=2,3,4,5$  和  $6s J=3,4$  离子态,再根据能量守恒可知,  $4f^7 6p_{1/2}^+$  衰变到不同的离

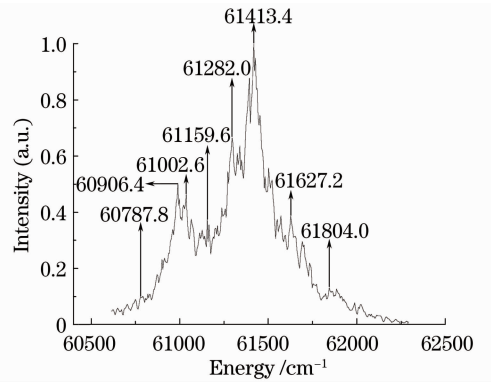


图 3 Eu 原子  $4f^7 6p_{1/2} 8s$  自电离光谱,其能量范围为  $60600.0 \sim 61860.2 \text{ cm}^{-1}$ ,其中包括  $4f^7 6p_{1/2} (J=3) 8s$  和  $4f^7 6p_{1/2} (J=4) 8s$  自电离态,分别对应图中左侧中心能级为  $61002.6 \text{ cm}^{-1}$ ,线宽为  $198.6 \text{ cm}^{-1}$  和右侧中心能级为  $61413.4 \text{ cm}^{-1}$ ,线宽为  $336.4 \text{ cm}^{-1}$  的峰

Fig. 3 Eu atom  $4f^7 6p_{1/2} 8s$  auto-ionizing spectrum, whose energy range covers from  $60600.0 \text{ cm}^{-1}$  to  $61860.2 \text{ cm}^{-1}$ , including  $4f^7 6p_{1/2} (J=3) 8s$  and  $4f^7 6p_{1/2} (J=4) 8s$  auto-ionizing states, are corresponding to the left and right peak (the center level and line width are  $61002.6 \text{ cm}^{-1}$ ,  $198.6 \text{ cm}^{-1}$  and  $61413.4 \text{ cm}^{-1}$ ,  $336.4 \text{ cm}^{-1}$ ) in the spectrum

子态就会对应产生不同的弹射电子,同样弹射电子的 AD 自然也就代表着不同的离子衰变,因此以离子衰变终态将 AD 分为  $5d J=2 \sim 5$  和  $6s J=3,4$  方便讨论。然后分别采用 2.1 节和 2.2 节中的方法来计算 Eu 原子  $4f^7 6p_{1/2} 8s$  自电离弹射电子 AD 的阶数,它们的结果如表 1 和表 2 所示。

从表 1 和表 2 中明显发现 2.1 节和 2.2 节这两种方法的计算结果不同,分析其主要原因是由于:一方面,Eu 原子的结构过于复杂,使用孤立实激发技术不能完全消除最外层价电子与原子实之间的相互作用,具体地,当 Eu 原子被激发到  $4f^7 6p_{1/2} 8s$  自电离态时,由于轨道半径与主量子数的平方成正比,所以  $8s$  电子离原子实较近,使得它们之间的相互作用较强,而对于 Mg 原子<sup>[7-8]</sup>而言,由于主量子数较大,最外层电子与原子实之间的作用较弱。另外半满填充  $4f$  壳层的存在也破坏了角向波函数的对称性。另一方面,不同的方法适用的条件不同:2.1 节中的方法是在考虑了上述因素的基础之上结合自电离过程中的角动量守恒和宇称守恒计算得出弹射电子最大轨道角量子数,从而获得 AD 的阶数,它即适合具有唯一衰变离子终态的原子(如 Mg 原子<sup>[7-8]</sup>),又适合具有较多衰变离子终态的原子(如

Eu 原子<sup>[11-12,15-17]</sup>)计算其 AD 阶数。2.2 节中的方法只考虑 Rydberg 电子在选择定则( $\Delta l = \pm 1$ )影响下得出的弹射电子的最大轨道量子数,进而得了 AD 的阶数,但是此方法没有考虑自电离产生的离子衰变终态的问题,对于 Mg 原子只有唯一的离子终态的原子在计算  $3pns(J=1)$ <sup>[7]</sup> 和  $3pnd(J=3)$ <sup>[8]</sup> AD 阶数时,它可以得到与 2.1 节中的计算方法相

表 1 采用 2.1 节中的方法计算  $5d J=2\sim 5$  和  $6s J=3,4$  的 AD 阶数

Table 1 Calculated order of  $5d J=2\sim 5$  and  $6s J=3,4$  angular distribution by the method of chapter 2.1

Ion state	$5d J=2$	$5d J=3$	$5d J=4$	$5d J=5$	$6s J=3$	$6s J=4$
Order	14	18	18	18	14	18

表 2 采用 2.2 节中的方法计算  $5d J=2\sim 5$  和  $6s J=3,4$  的 AD 阶数

Table 2 Calculated order of  $5d J=2\sim 5$  and  $6s J=3,4$  angular distribution by the method of chapter 2.2

Ion state	$5d J=2$	$5d J=3$	$5d J=4$	$5d J=5$	$6s J=3$	$6s J=4$
Order	2	2	2	2	2	2

#### 4.3 角分布和各项异性参数的变化规律和物理意义

根据表 2 中的阶数对实验数据进行了拟合,因为实验分辨率的限制(实验分辨率的限制主要体现在两个方面,第一方面,由于  $5d$  各离子态能量间隔较小,实验中并没有将其分开,所以  $5d$  各离子态作为一个整体来研究其 AD,另外离子态  $6s J=3$  和 4 可以被区分开,但是也将它们作为一个整体的  $6s$  离

同的结果,对于具有较多衰变离子终态(如  $5d J=2\sim 5$  和  $6s J=3,4$ )的 Eu 原子在 2.1 节和 2.2 节中的计算方法就会产生明显的不同,另外,根据文献[24]的方法可以预测出在各项异性参数中占据主导的参数,在 4.3 节中将展示各项异性参数,从这些参数中可以验证这一作用。

子态来获得其 AD 与  $5d$  离子态作一个比较;第二方面,在求角分布时,需要在一定的角度下对能量进行积分(它的误差范围不超过 30%),而角分布中那些高阶勒让德函数无法体现出来。所以采用 6 阶系数对实验数据进行拟合,得出了随能量变化自电离产生的  $4f^7 6p_{1/2}^+$  衰变到不同离子终态的 AD 和各项异性参数,如图 4~图 7 所示。

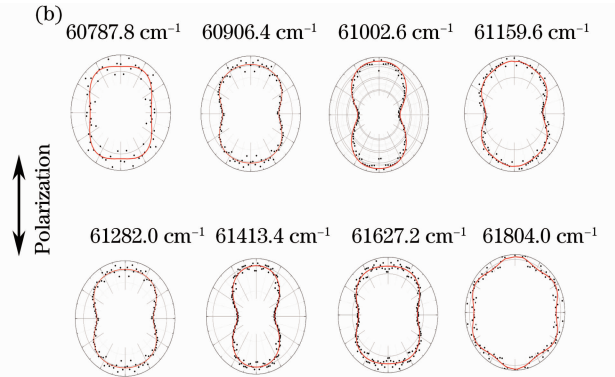
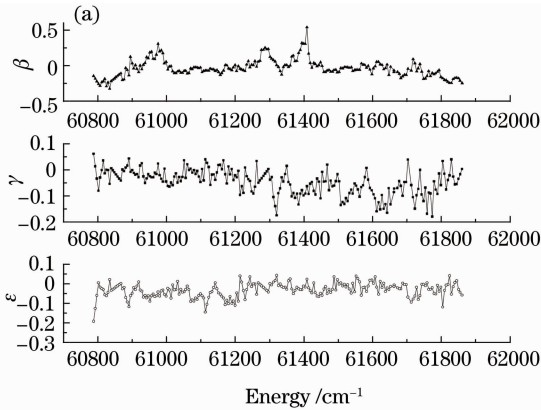


图 4 Eu 原子  $4f^7 6p_{1/2}(J=3,4)8s$  自电离态衰变到  $6s J=3$  离子态的 (a) 各向异性参数和 (b) AD

Fig. 4 (a) Anisotropy parameters and (b) AD of Eu atom  $4f^7 6p_{1/2}(J=3,4)8s$  auto-ionizing state decays to the  $6s J=3$  ion state

对于  $6s J=3$  AD 的各项异性参数, $\beta$  参数的变化规律和 Eu 原子  $4f^7 6p_{1/2} 8s$  自电离光谱如图(3)相似,分别在能量为  $61002.6 \text{ cm}^{-1}$  和  $61413.4 \text{ cm}^{-1}$  处[对应图 3 中 Eu 原子  $4f^7 6p_{1/2}(J=3)8s$  和  $4f^7 6p_{1/2}(J=4)8s$  自电离态中心能级]出现两个尖峰, $\gamma$  和  $\epsilon$  参数都在  $-0.2\sim 0.1$  之间无规律的变化, $6s J=3$  AD 的各向异性参数  $\beta, \gamma, \epsilon$  的取值范围都小于 Mg 原子  $3pns(J=1)$ <sup>[7]</sup> 和  $3pnd(J=3)$ <sup>[8]</sup> AD 的各向异

性参数取值( $\beta, \gamma, \epsilon$  的取值范围为  $-1\sim 2$ , 有的取值高于  $2$ <sup>[6]</sup>),而且从图 4(a)~图 7(a)中的各向异性参数取值都具有以上规律。另外图 4(b)是 4.1 节中已被选中的 8 个能量点的 AD,其变化规律与  $\beta$  参数的变化趋势相同即随着能量的增加 AD 的形状逐渐呈现明显的“花瓣”形状分别在对应  $4f^7 6p_{1/2}(J=3)8s$  和  $4f^7 6p_{1/2}(J=4)8s$  自电离态中心能级  $61002.6 \text{ cm}^{-1}$  和  $61413.4 \text{ cm}^{-1}$  处 AD 呈现“双花瓣”。

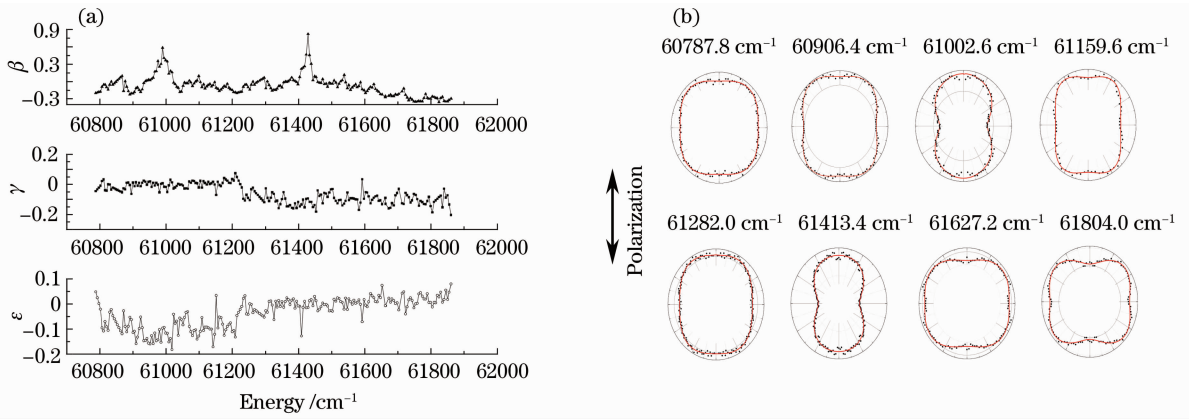


图 5 Eu 原子  $4f^7 6p_{1/2} (J=3, 4)8s$  自电离态衰变到  $6s J=4$  离子态的 (a) 各向异性参数和 (b) AD

Fig. 5 Anisotropy parameters and (b) AD of Eu atom  $4f^7 6p_{1/2} (J=3, 4)8s$  auto-ionizing states decay to  $6s J=4$  ion state

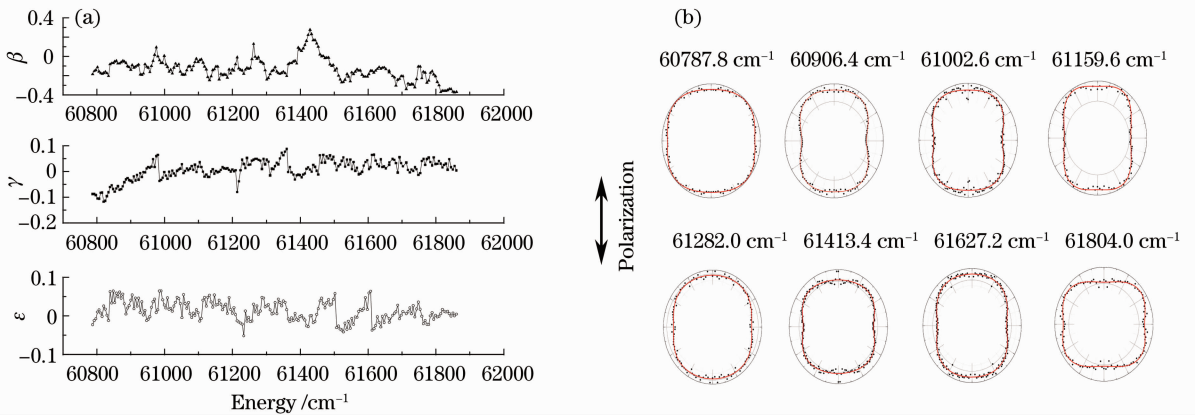


图 6 Eu 原子  $4f^7 6p_{1/2} (J=3, 4)8s$  自电离态衰变到  $6s$  离子态的 (a) 各向异性参数和 (b) AD

Fig. 6 (a) Anisotropy parameters and (b) AD of Eu atom  $4f^7 6p_{1/2} (J=3, 4)8s$  auto-ionizing state decays to  $6s$  ion state

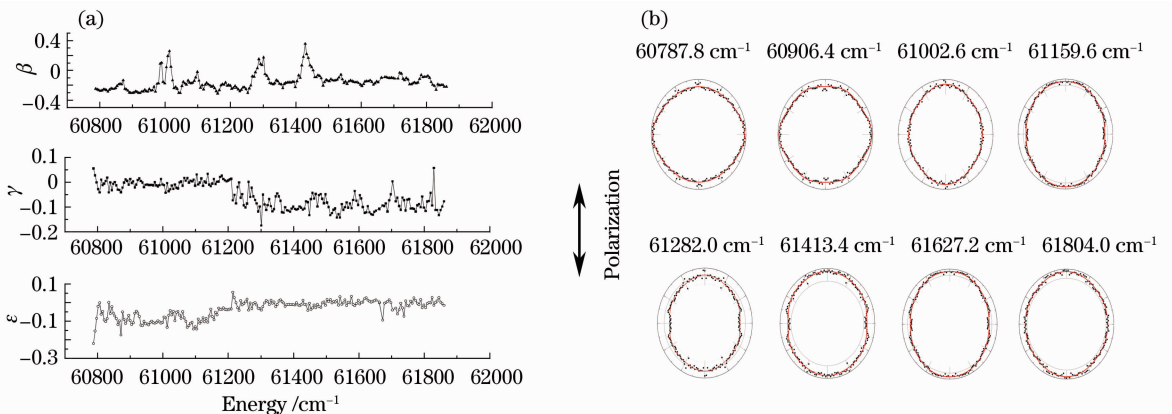


图 7 Eu 原子  $4f^7 6p_{1/2} (J=3, 4)8s$  自电离态衰变到  $5d$  离子态的 (a) 各项异性参数和 (b) AD

Fig. 7 (a) Anisotropy parameters and (b) AD of Eu atom  $4f^7 6p_{1/2} (J=3, 4)8s$  auto-ionizing state decays to  $5d$  ion state

图 5(a) 与图 4(a) 中不同的是  $\gamma$  参数的能量在  $60787.8 \sim 61209.2 \text{ cm}^{-1}$  之间是正值, 在  $61209.2 \text{ cm}^{-1}$  之后其数值都为负值,  $\epsilon$  参数的能量在  $60787.8 \sim 61228.4 \text{ cm}^{-1}$  之间为负值, 在  $61228.4 \text{ cm}^{-1}$  之后其数

值为正, 而 AD 的变化规律也与  $\beta$  参数的变化规律相同。

图 6 所展示的是  $6s$  AD [图 6(b)] 和各向异性参数 [图 6(a)], 一方面, 图 6(b) 中  $61002.6 \text{ cm}^{-1}$  和

61413.4  $\text{cm}^{-1}$  中心能级位置处它们的 AD 相对于图 4(b) 和图 5(b) 不再呈现“花瓣”形状, 其余 6 个能量点处 AD 的形状都有不同程度的“钝化”, 它们形状总体上的变化规律没有图 4(b) 和图 5(b) 明显。另一方面, 虽然图 6(b) 没有呈现出明显变化规律, 但是结合图 6(a) 中的  $\beta$  参数的变化可以发现  $6s J=3$  和  $6s J=4$  离子态的共同特点即  $6s$  AD 和  $\beta$  参数的变化规律相同。

图 7 中所展示的为  $5d$  AD 的形状如图 7(b) 和各向异性参数如图 7(a) 所示, 在图 7(b) 中,  $5d$  AD 的形状呈现椭圆形其变化规律与图 7(a) 中  $\beta$  参数的变化规律相同。

通过以上对  $4f^7 6p_{1/2}^+$  向不同离子态 ( $5d$ 、 $6s$ 、 $6s J=3$  和  $6s J=4$ ) 衰变所对应的弹射电子 AD 和各向异性参数的研究, 可总结图 4~图 7 中所包含的物理规律:  $\beta$  参数是影响 AD 的主要因素。分析其原因为: Rydberg 电子在发生弹射时虽然受到原子实的影响导致其最终弹射出的电子具有较高的轨道量子数, 但是选择定则 ( $\Delta l = \pm 1$ ) 对弹射电子依然起着重要作用<sup>[22]</sup>: 它影响特定轨道量子数的电子优先弹射。根据 2.2 节中的结果 Eu 原子  $4f^7 6p_{1/2} 8s$  自电离态发生自电离时, Rydberg 电子 ( $8s$  电子) 只会以  $p$  电子出射,  $\beta$  参数又对应于  $p$  电子, 所以  $\beta$  参数成为了影响 AD 的主要因素。

## 5 结 论

通过对比 2.1 节和 2.2 节两种理论计算 AD 阶数的方法, 确定了它们的适用范围即角动量和宇称守恒法适用于具有多种离子终态的原子 AD 如所研究的 Eu 原子  $4f^7 6p_{1/2} 8s$  自电离弹射电子 AD; 选择定则法 ( $\Delta l = \pm 1$ ) 则只适用于具有唯一离子终态的原子 AD 如 Mg 原子  $3pns (J=1)$  和  $3pnd (J=3)$  自电离弹射电子 AD。

通过对比 Eu 原子  $4f^7 6p_{1/2} 8s$  自电离所产生的  $5d$ 、 $6s$ 、 $6s J=3$  和  $6s J=4$  (按照  $4f^7 6p_{1/2}^+$  衰变到不同终态来区分不同的弹射电子) AD 和各向异性参数的变化规律, 发现各向异性参数  $\beta$  的变化对于 AD 的变化起到主导作用, 这也符合文献[24]中对影响 AD 变化其主导作用的参数的分析。

值得一提的是, 在以上讨论与已经研究过的碱金属原子如 Mg 原子<sup>[7-8]</sup> 和 Ba 原子<sup>[1]</sup> AD 的各向异性参数以及图像的变化规律上都产生了明显不同, 如 Mg 原子  $3pns (J=1)$  自电离态 AD 的阶数小于 Eu 原子  $4f^7 6p_{1/2} (J=3, 4) 8s$  自电离态 AD 的阶数,

这说明了稀土金属 Eu 原子在原子结构上的复杂性导致其 AD 的结果都不同于在碱土金属原子上获得的 AD 的结果, 对于未来开展针对 Eu 原子以及整个稀土金属原子更加深入的理论和实验工作提供了参考。

## 参 考 文 献

- 1 Y Zhang, C J Dai, S B Li, *et al.*. Angular distribution of ejected electron from Ba  $6pns (J=1)$  auto-ionizing states [J]. *J Electron Spectrosc Relat Phenom*, 2003, 128(2-3): 135-140.
- 2 C J Dai. Angular distributions of electrons following photoionization of spherically symmetric Rydberg states in alkaline-earth atoms [J]. *Phy Rev A*, 1996, 53(5): 3237-3242.
- 3 Hua Lingling, Yang Yang. Optimized design of optically pumped vertical-external-cavity surface-emitting laser based on the gain characteristics [J]. *Acta Optica Sinica*, 2013, 33(3): 0314001. 华玲玲, 杨 阳. 基于增益特性的光抽运垂直外腔面发射激光器优化设计[J]. *光学学报*, 2013, 33(3): 0314001.
- 4 Li Mi, Hu Hao, Li Jianmin, *et al.*. Technology research on high power slab laser end-pumped with laser diode arrays [J]. *Acta Optica Sinica*, 2013, 33(5): 0514004. 李 密, 胡 浩, 李建民, 等. 激光二极管阵列端面抽运高功率板条激光器技术研究[J]. *光学学报*, 2013, 33(5): 0514004.
- 5 T F Gallagher. Doubly excited states [J]. *J Opt Soc Am B*, 1987, 4(5): 794-804.
- 6 L H Haber, B Doughty, S R Leone. Continuum phase shifts and partial cross sections for photoionization from excited states of atomic helium measured by high-order harmonic optical pump-probe velocity map imaging [J]. *Phy Rev A*, 2009, 79(3): 031401.
- 7 M D Lindsay, L T Cai, G W Schinn, *et al.*. Angular distribution of ejected electrons from autoionizing  $3pns$  states of magnesium [J]. *Phy Rev A*, 1992, 45(1): 231-241.
- 8 M D Lindsay, C J Dai, L T Cai, *et al.*. Angular distributions of ejected electrons from autoionizing  $3pnd$  states of magnesium [J]. *Phy Rev A*, 1992, 46(7): 3789-3806.
- 9 W E Cooke, C L Cromer. Multichannel quantum-defect theory and an equivalent N-level system [J]. *Phy Rev A*, 1985, 32(5): 2725-2738.
- 10 C J Dai. Angular distributions of photoelectrons following photoionization of nonspherically symmetric Rydberg states in alkaline-earth atoms [J]. *Opt Commun*, 1996, 132(5-6): 527-539.
- 11 X Wang, L Shen, C J Dai. Interaction among different Rydberg series of the europium atom [J]. *J Phys B: At Mol Opt Phys*, 2012, 45(16): 165001.
- 12 Yang Jinhong, Wang Xi, Shen Li, *et al.*. Interaction of Eu atom  $6p_{1/2} 2nl (l=0, 2)$  auto-ionizing Rydberg states [J]. *Acta Optica Sinica*, 2013, 33(10): 1030002. 杨金红, 王 曦, 沈 礼, 等. Eu 原子  $6p_{1/2} 2nl (l=0, 2)$  自电离 Rydberg 态的相互作用[J]. *光学学报*, 2013, 33(10): 1030002.
- 13 M N R Ashfold, H N Nahler, A J O Ewing, *et al.*. Imaging the dynamics of gas phase reactions [J]. *Phys Chem Chem Phys*, 2006, 8(1): 26-53.
- 14 R L Reid. Photoelectron angular distributions: developments in applications to isolated molecular systems [J]. *Mol Phys*, 2012, 110(3): 131-147.
- 15 Y Xiao, C J Dai, W J Qin. Investigation of odd-parity Rydberg states of Eu I with autoionization detection [J]. *Chinese Phys B*, 2009, 18(10): 4251-4258.
- 16 Y Xiao, C J Dai, W J Qin. Experimental study of bound and

- autoionizing Rydberg states of the europium atom [J]. *Chin Phys B*, 2010, 19(6): 063202.
- 17 Xiao Ying, Dai Changjian, Zhao Hongying, *et al.*. Investigation of odd - parity excited states of europium atoms by resonant photo-ionization spectroscopy [J]. *Acta Physica Sinica*, 2009, 58(5): 3071-3077.  
肖 颖, 戴长建, 赵洪英, 等. 铕原子奇宇称高激发态共振电离光谱的研究[J]. *物理学报*, 2009, 58(5): 3071-3077.
- 18 R Mabbs, E R Grumbling, K Pichugin, *et al.*. Photoelectron imaging: an experimental window into electronic structure [J]. *Chem Soc Rev*, 2009, 38(8): 2169-2177.
- 19 J Lee, D S Ahn, S K Kim. Valence electron ionization dynamics of chromium by a photoelectron imaging technique: J + dependent state and angular distribution [J]. *J Phys Chem A*, 2013, 117(10): 2138-2143.
- 20 E R Miranda, L R B Valdos, E G Ramirez, *et al.*. An alternative approach to the tomographic reconstruction of smooth refractive index distributions [J]. *Journal of the European Optical Society-Rapid Publications*, 2013, 8: 13036.
- 21 V Dribinski, A Ossadtchi, V A Mandelshtam, *et al.*. Reconstruction of Abel-transformable images: the Gaussian basis-set expansion Abel transform method [J]. *Review of Scientific Instruments*, 2002, 73(7): 2634-2642.
- 22 Zhu Rongshu, Zhang Song, Tang Ying, *et al.*. Apparatus of ion mapping and application in the photo-dissociation dynamic of  $\text{CCl}_3\text{Br}$  [J]. *Optical and Optoelectronic Technology*, 2004, 2(2): 1-5.  
朱荣淑, 张 嵩, 唐 颖, 等. 离子速度影像装置及其在  $\text{CCl}_3\text{Br}$  光解动力学研究中的应用[J]. *光学与光电技*, 2004, 2(2): 1-5.
- 23 A T J B Eppink, D H Parker. Velocity map imaging of ions and electrons using electrostatic lenses; application in photoelectron and photofragment ion imaging of molecular oxygen [J]. *Rev Sci Instrum*, 1997, 68(9): 3477-3484.
- 24 S Tauro, K Liu. Anisotropies of photoelectron angular distribution in the vicinity of autoionization resonances [J]. *J Phys B: At Mol Opt Phys*, 2008, 41(22): 225001.

栏目编辑: 韩 峰