

# 用双光子电离探测技术研究奇宇称的 Sm 原子光谱<sup>\*</sup>

李 鸣 戴长建<sup>†</sup> 谢 军

1) (天津理工大学主校区理学院 天津 300384)

(2009 年 6 月 29 日收到;2009 年 9 月 4 日收到修改稿)

采用两台激光器对 Sm 原子奇宇称激发态的光谱及其特性进行了系统研究。利用一台波长在 585 nm 到 663 nm 之间调谐的染料激光器 将 Sm 原子从某个  $4f^6 6s^2 {}^7F_J$  ( $J=0-6$ ) 态激发到具有奇宇称的  $4f^6 6s6p$  或  $4f^5 5d6s^2$  激发态。然后 采用波长固定在 532 nm 的强激光束 对处于上述奇宇称激发态的 Sm 原子进行双光子电离 以实现探测其光谱信息的目的。本文不仅报道了许多奇宇称态的能级位置 而且还确定了这些跃迁的相对强度等信息;不但确认了文献中 Sm 原子的部分奇宇称态的能级位置及其光谱标识 而且还获得了许多新的奇宇称态的光谱信息及其特性。

关键词: 双光子电离, 奇宇称态, Sm 原子

PACC: 3280, 3270, 3280K

## 1. 引 言

近 30 年来, 针对碱土金属原子 Rydberg 态和自电离态的研究已经取得了丰硕成果<sup>[1-4]</sup>。而在光谱的研究中, 所采用的探测技术一般为光电离探测技术<sup>[5, 6]</sup>、场电离探测技术<sup>[7, 8]</sup>和自电离探测技术<sup>[9, 10]</sup>等。此外, 对于稀土金属原子的研究也逐渐受到了关注。由于稀土金属原子不仅具有外层  $6s^2$  电子, 而且未填满的  $4f$  子壳层上的电子也相当活泼, 导致其光谱异常复杂。目前, 对于结构相对简单的 Yb 原子的高激发态光谱的研究<sup>[11-13]</sup>较多, 而对于那些  $4f$  子壳层仅获得半满填充的复杂原子却研究得很少。

就 Sm 原子而言, 其  $4f$  子壳层上仅有 6 个电子。由于 Sm 原子的光谱由最外层的  $6s^2$  电子和次外层的  $4f^6$  电子的跃迁共同决定, 所以其光谱非常的复杂, 因而一直受到了国内外同行的关注。比如, 对于 Sm 原子奇宇称自电离态<sup>[14-16]</sup>、束缚能级的同位素位移<sup>[17]</sup>和偶宇称高激发态<sup>[18-22]</sup>的研究都有过报道。迄今为止, 对于 Sm 原子的奇宇称低激发态的研究则相对较少<sup>[23]</sup>。

因为 Sm 原子的基态存在着复杂的精细结构, 所以在基态  $4f^6 6s^2 {}^7F_J$  ( $J=0$ ) 上方存在着  $4f^6 6s^2 {}^7F_J$  ( $J=1-6$ ) 这 6 个亚稳态。当加热 Sm 金属来制备原子样品时, 会在上述亚稳态上产生热布居。这种特

性导致 Sm 原子的光谱研究都面临一个棘手的困难: 因为难以确定其跃迁的初态, 而无法确定跃迁终态的光谱信息(如能级位置, 光谱识别等)。

最近, 本课题组报道了部分 Sm 原子的奇宇称能级光谱和数据<sup>[23]</sup>。本文采用与其完全不同的激发路线和探测方式, 进一步拓展了这些光谱测量的能域范围。通过双光子电离, 不仅探测了大量从基态或亚稳态  $4f^6 6s^2 {}^7F_J$  ( $J=0-6$ ) 到具有  $4f^6 6s6p$  或  $4f^5 5d6s^2$  电子组态的激发态跃迁, 而且通过对这些跃迁光谱的深入分析, 我们还报道了这些跃迁对应的奇宇称能级的位置和相对强度等信息。

## 2. 实验原理与装置

本文采用的实验装置文献[23]已有过详细介绍, 在此仅就本实验相关的部分做一个简单介绍。图 1 所示的实验装置由三部分组成: 激光激发系统, 原子束产生系统和信号采集与分析系统。激光激发系统包括一台 Nd: YAG 固体脉冲激光器和一台波长可调谐的染料激光器。该 Nd: YAG 固体脉冲激光器的重复频率为 20 Hz, 脉冲宽度为 6—8 ns。将固体脉冲激光器产生的基频光倍频后, 所产生的波长为 532 nm 倍频激光分束, 其中的一束用来抽运染料激光器, 另一束则用于待测原子的双光子电离, 以便

\* 国家自然科学基金(批准号:10574098, 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

实现对其进行探测的目的。本实验主要使用的染料包括 Sulforhodamine B, DCM 等。染料激光的强度为 0.5 mJ, 线宽约为 0.1 cm<sup>-1</sup>。为了实现双光子探测, 采用焦距为 35 cm 的石英透镜将波长为 532 nm 的激光束强聚焦到处于真空室中的 Sm 原子束上。

原子束产生系统包括加热 Sm 金属样品的直流电源、坩埚和采用铂-铑热电偶的温度控制仪等。系统对真空室内 (10<sup>-4</sup> Pa) 装有 Sm 金属样品的坩埚加热, 最终得到 Sm 金属蒸气, 典型实验温度为 800 K。此时 Sm 原子基态和亚稳态上热布居的比例为

21.03% (<sup>7</sup>F<sub>0</sub>), 37.83% (<sup>7</sup>F<sub>1</sub>), 25.45% (<sup>7</sup>F<sub>2</sub>), 10.98% (<sup>7</sup>F<sub>3</sub>), 5.55% (<sup>7</sup>F<sub>4</sub>), 0.99% (<sup>7</sup>F<sub>5</sub>) 和 0.25% (<sup>7</sup>F<sub>6</sub>)。利用准直系统便可得到原子束, 然后使其在作用区与上述的两束激光正交, 从而减小光谱的 Doppler 展宽。处于待测的 4f<sup>6</sup>6s6p 或 4f<sup>5</sup>5d6s<sup>2</sup> 电子组态上的 Sm 原子被双光子电离后, 通过施加在作用区的极板上的脉冲电场进行收集, 再送入 MCP 探测器进行放大。脉冲电场的强度和宽度分别为 50 V/cm 和 8 ns, 而且比激光脉冲延后 0.5 μs, 从而可以避免 Stark 效应。

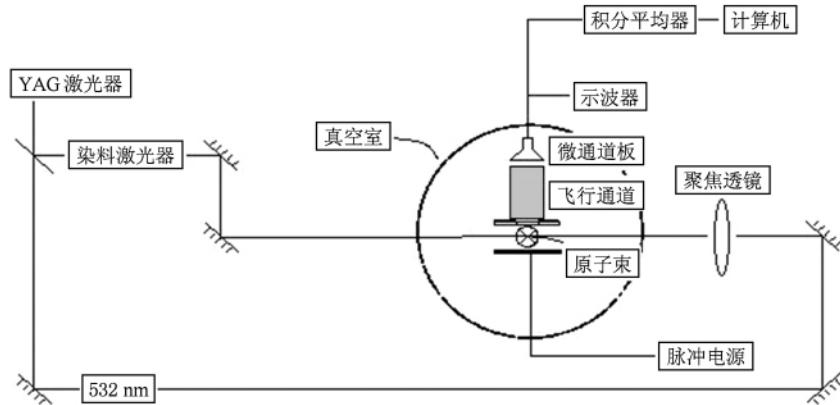


图 1 实验装置图(装置包括三个部分:激光系统(YAG 激光器和染料激光器等), 原子束产生系统(真空室, 坩埚和温度控制仪等)和信号采集与分析系统(微通道板, 示波器和积分平均器等))

信号采集与分析系统包括快响应的微通道板 MCP 探测器、示波器、Boxcar 门积分器以及计算机控制和数据存储等单元。由 MCP 探测器输出的脉冲信号经过宽带数字示波器的同步监测, 又经过预放大后输入到 Boxcar 门积分器, 然后经过模-数转换后送入计算机储存。通过染料激光器的波长扫描, 计算机便可记录 4f<sup>6</sup>6s6p 或 4f<sup>5</sup>5d6s<sup>2</sup> 电子组态上的 Sm 原子的双光子电离光谱, 便于对其进行进一步地分析和处理。实验中, 采用自由光谱范围为 2.4069 cm<sup>-1</sup> 的 F-P 标准具和多只空心阴极灯对光谱的波长进行了相对和绝对定标。为了减小测量过程中的随机误差, 也对同一光谱进行了多次重复扫描。经过对所有光谱测量的误差分析, 本实验的波长不确定度好于 0.01 nm。

图 2 展示了 Sm 原子的两步激发和探测过程的原理图。第一步激发由上述的染料激光器承担, 通过波长  $\lambda_1$  在 585 nm 到 663 nm 之间的精细扫描, 便可将 Sm 原子激发到待测能域的不同能级上。第二步通过对波长为 532 nm 激光束的强聚焦, 便可实现对处于激发态的原子双光子电离的探测。除了上述

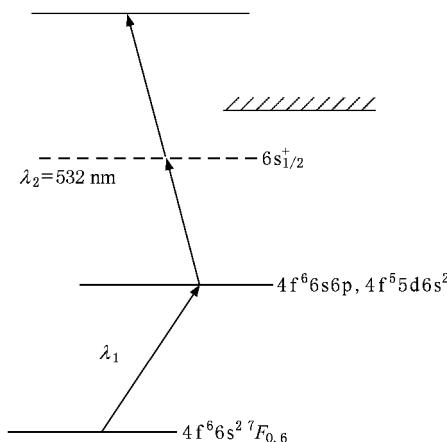


图 2 Sm 原子的激发和双光子电离的原理图(第一步将 Sm 原子激发到具有 4f<sup>6</sup>6s6p 或 4f<sup>5</sup>5d6s<sup>2</sup> 电子组态的奇宇称激发态, 第二步则采用波长固定在 532 nm 的强激光, 通过双光子电离实现对 Sm 原子的探测过程)

对激光波长和强度等参数的控制外, 还需要精心控制第一束和第二束激光脉冲之间的时间延迟, 以保证实验的确按照既定的跃迁顺序进行。

需要指出的是, 图 2 展示的激发和探测原理, 明

显区别于本课题组报道过的 Sm 原子激发态的光谱实验<sup>[23]</sup>。在那个实验中,  $\lambda_1$  在 430 nm 和 580 nm 波段内扫描, 先使 Sm 原子在激发态上布居, 再用波长为 355 nm 的紫外激光对其进行单光子电离, 实现探测的目的。由于本文所关注的 Sm 原子的激发态处于更低的能域内,  $\lambda_1$  需要在大于 580 nm 的波段内扫描, 其光子能量与波长为 355 nm 的紫外光子的能量之和不能超过 Sm 原子的电离限。因此, 原有的探测方法无法满足本实验的要求。另外, 在图 2 所示的过程中, 用于双光子电离的探测光不能采用 355 nm 的光子, 因为它也将使处于基态的 Sm 原子电离。所以, 本实验中的波长为 532 nm 的光子确保不会使处于基态或亚稳态上的 Sm 原子电离, 而选择性地探测被  $\lambda_1$  光子激发的那些 Sm 原子。

为了让实验严格按照图 2 所示的方式进行, 在实验中, 有必要消除那些来自于其他激发过程的光离信号。例如: 当  $\lambda_1 < 660$  nm 时, 有可能出现  $\lambda_1 + \lambda_1 + \lambda_1$ ,  $\lambda_1 + \lambda_1 + \lambda_2$  和  $3\lambda_2$  等过程; 而当  $\lambda_1 > 660$  nm 时, 还可能出现  $\lambda_1 + \lambda_1 + \lambda_1 + \lambda_2$  和  $\lambda_1 + \lambda_1 + \lambda_1 + \lambda_1$  等过程。尽管如此, 来自于上述激发过程的光离信号不一定能全部被消除, 这样就会干扰本实验所涉及的  $\lambda_1 + 2\lambda_2$  过程。所以, 还应该采取措施对那些不能消除的信号予以甄别并剔除。

具体而言, 为了确保由染料激光激发的跃迁是单光子共振跃迁, 需要采用中性密度衰减片对染料激光的强度进行衰减。我们故意衰减染料激光的强度是为了能避免吸收多个单色光子的跃迁, 比如,  $\lambda_1 + \lambda_1 + \lambda_2$ 。相反, 若确认在某些能域内不会发生吸收多个单色光子的情况下, 则可以适当提高染料激光的强度, 以便获得最高的信噪比。最终, 当染料激光的强度为 0.5 mJ 时, 上述条件能得到很好的满足。此外, 我们还需要挡住探测光, 用染料激光进行单束扫描, 这样就能够甄别并剔除  $\lambda_1 + \lambda_1 + \lambda_1$  过程。与此相反, 我们还可以挡住染料激光, 让探测光与 Sm 原子束作用。因此, 我们可以用透镜让探测光强聚焦在原子束上, 但保证不出现三光子电离过程 ( $3\lambda_2$ )。

### 3. 结果与讨论

在本节中, 我们不但将展示本工作的实验结果, 而且也将对其进行分类和比较, 并展开详细的讨论。图 3 展示了本实验所采用的双光子电离方案

所获得的一个典型光谱, 它对应于  $\lambda_1$  在 615 nm 到 625 nm 之间的精细扫描结果。图中横坐标为第一束染料激光扫描的波长值, 单位为 nm; 纵坐标为信号强度, 采用任意单位。在扫描范围内出现的双光子电离峰都表示 Sm 原子从基态或亚稳态到奇宇称激发态的跃迁, 这些奇宇称激发态都具有  $4f^66s6p$  或  $4f^55d6s^2$  电子组态。从图中我们可以看到, 最右端标有“+”号的电离峰表示从  $4f^66s^2^7F_J(J=3)$  到  $4f^6(^7F)6s6p(^1P^0)^7G_J^0(J=4)$  的跃迁, 该跃迁对应的激发态能级的位置可以由文献 [24] 得到。我们探测到了 21 个 Sm 原子诸如此类的跃迁, 实验数据列于表 1—5 中, 所列波长的不确定度优于  $\pm 0.01$  nm。

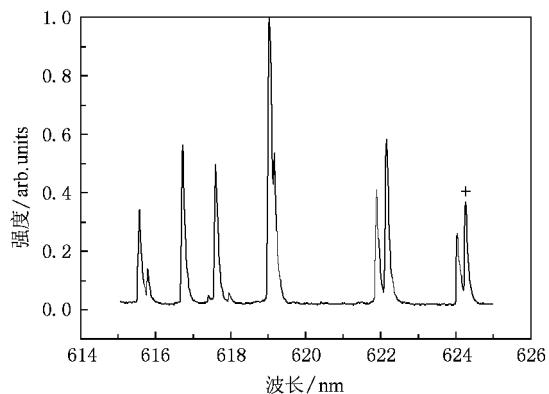


图 3 Sm 原子从  $4f^66s^2^7F_J(J=0-6)$  跃迁到  $4f^66s6p$  和  $4f^55d6s^2$  的光谱(第一步染料激光的波长  $\lambda_1$  从 615 nm 精细扫描到 625 nm)

正如上一节所述, 当加热 Sm 金属制备原子束样品时, Sm 原子会布居到基态和多个亚稳态上。另一方面, Sm 原子的光谱是由最外层的  $6s^2$  电子和次外层的  $4f^6$  电子的跃迁共同决定。因此, 当  $\lambda_1$  光子单独激发原子时, 就会有多种可能的单步共振跃迁。比如,  $\lambda_1$  在 585 nm 和 663 nm 之间扫描时便可产生上百个单步共振的跃迁。这正是因为染料激光精细扫描时不仅可以使最外层上的  $6s^2$  电子跃迁, 而且也容易使次外层上的  $4f^6$  电子跃迁, 最终能采用双光子探测技术得到诸多跃迁谱线。综上所述, Sm 原子光谱是极其复杂的。

此外, 在原子束的制备过程中, 热布局将使原子分散到基态和亚稳态上, 并且处于其上热布局的比例各不相同。所以从布局数多的初态激发的跃迁, 其强度较大; 从布局数少的初态激发的跃迁, 其强度则较小。因此, 跃迁的相对强度信息也表现出一定的规律性。换句话说, 当双光子电离截面变化

不大时, 基态和亚稳态布居数较大的跃迁, 其相对强度也较大。所以, 部分谱线也能够通过相对强度信息来识别。下面表格中跃迁谱线的相对强度, 按归一化后离子信号的强弱分为三个等级: 0—0.3, 0.3—0.6 和 0.6—1, 分别用 W (weak), M (medium) 和 S (strong) 来表示。

举例而言, 亚稳态  $4f^6 6s^{27}F_J (J=4)$  的热布居少于  $4f^6 6s^{27}F_J (J=3)$  的热布居。所以  $4f^6 6s^{27}F_J (J=4)$  到  $4f^5 (^6H^0) 5d6s^2 (J=3)$  (见表 5) 的跃迁强度要小于从  $4f^6 6s^{27}F_J (J=3)$  到  $4f^5 (^6H^0) 5d6s^2 (J=2)$  (见表 4) 的跃迁强度, 其相对强度分别表示为 W 和 M。其中  $4f^5 (^6H^0) 5d6s^2 (J=2)$  和  $4f^5 (^6H^0) 5d6s^2 (J=3)$  属于不同的光谱项, 但属于相同的电子组态。与此相反, 尽管  $4f^6 6s^{27}F_J (J=1)$  的布居数最多, 但在表 2 中, 以亚稳态  $4f^6 6s^{27}F_J (J=1)$  为初态的跃迁却表现得很弱, 所以属于 W 组, 原因可能是这些能级的双光子电离截面很小。

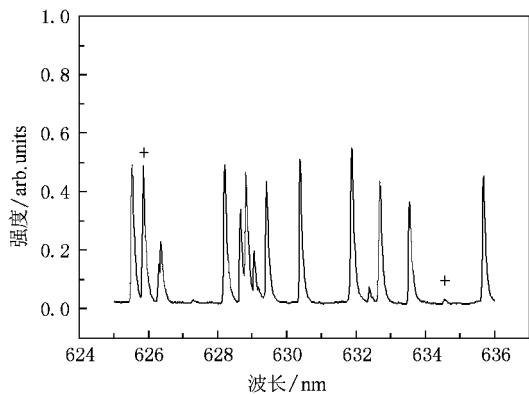


图 4 Sm 原子从  $4f^6 6s^{27}F_J (J=0—6)$  跃迁到  $4f^6 6s6p$  和  $4f^5 5d6s^2$  的光谱(第一步染料激光的波长  $\lambda_1$  从 625 nm 精细扫描到 636 nm)

图 4 展示了本实验所采用的双光子电离方案所获得的另一张典型光谱, 对应于  $\lambda_1$  在 625 nm 到 636 nm 之间的精细扫描结果。同样, 在扫描范围内出现的双光子电离峰表示 Sm 原子从基态或亚稳态到奇宇称激发态跃迁。在实验中, 为了确保在不同波段内所探测到的光谱信号的强度具有可比性, 两台激光的强度和离子探测器的相关指标都保持恒定。图 4 右端标有“+”号的峰表示从  $4f^6 6s^{27}F_J (J=3)$  到  $4f^5 (^7F) 6s6p (^1P^0) (J=3)$  (见表 4) 的跃迁; 而左端标有“+”号的峰表示从  $4f^6 6s^{27}F_J (J=3)$  到  $4f^6 (^7F) 6s6p (^3P^0) ^5G_J^0 (J=2)$  (见表 4) 的跃迁。

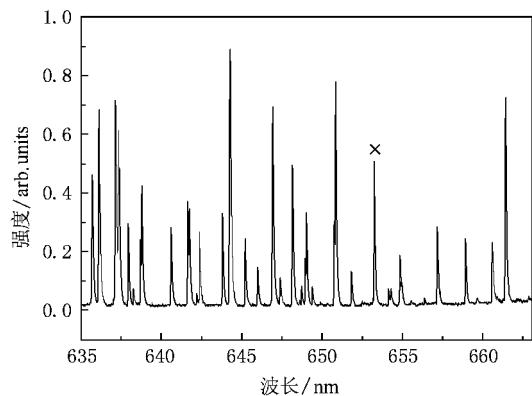


图 5 Sm 原子从  $4f^6 6s^{27}F_J (J=0—6)$  跃迁到  $4f^6 6s6p$  和  $4f^5 5d6s^2$  的光谱(第一步染料激光的波长  $\lambda_1$  从 635 nm 精细扫描到 663 nm)

同样, 图 5 展示了采用双光子电离探测方案获得的光谱, 对应于  $\lambda_1$  从 635 nm 精细扫描至 663 nm 的结果。与图 3 和图 4 不同, 在图 5 中标有“x”号的电离峰表示挡住探测光后, 探测到的单色多光子跃迁。这个电离峰对应的波长值为 653.648 nm, 所以该电离峰对应的跃迁应当被剔除。然而, 在本实验所涉及的 585 nm 到 663 nm 波长扫描范围内, 我们只探测到这个唯一的单色多光子电离峰。另一方面, 由文献 [25—26] 可知, 当染料激光波长在 460 nm 到 470 nm 之间单束扫描时, 至少能够探测到 7 个电离峰。这说明在长波范围内, Sm 原子吸收两个  $\lambda_1$  光子两步共振激发到实态的可能性较小, 从而通过单色多光子过程电离的可能性也较小; 另一方面, 在短波范围内, 情况则相反。需要强调的是, 当  $\lambda_1 > 660$  nm 时, Sm 原子需要吸收 4 个光子才能电离, 所以通过该过程电离的可能性就更小了。

表 1 Sm 原子从偶宇称基态  $4f^6 6s^{27}F_0$  到奇宇称激发态  $4f^6 6s6p$  的跃迁(从左到右各栏依次表示跃迁峰对应的染料激光真空中的波长值、跃迁终态的能级位置、跃迁终态对应的光谱项和相对强度值)

$\lambda_1$ (真空) /nm	能级位置 /cm <sup>-1</sup>	跃迁终态光谱项	相对 强度
599.134	16690.76	$4f^6 (^7F) 6s6p (^1P^0) ^7F_J^0 (J=1)$	W
638.955	15650.55	$4f^6 (^7F) 6s6p (^1P^0) ^7G_J^0 (J=1)$	M

表 1 展示了最简单的跃迁。因为根据跃迁选择定则  $J=0 \rightarrow J=0$  的跃迁是禁戒的, 所以跃迁的初态为  $4f^6 6s^{27}F_J (J=0)$ , 终态只可能是总角动量  $J=1$  的奇宇称激发态。同时, 终态为  $4f^6 (^7F) 6s6p (^1P^0) ^7G_J^0 (J=1)$  的相对强度要大于终态为  $4f^6 (^7F)$

6s6p( $^1P^0$ ) $^7F_J$ ( $J=1$ )的相对强度,这是因为前者符合强度定则  $\Delta L = \Delta J$ .

表2 Sm原子从偶宇称基态  $4f^66s^{27}F_1$  到奇宇称激发态  $4f^66s6p$  的跃迁(从左到右各栏依次表示跃迁峰对应的染料激光真空中的波长值、跃迁终态的能级位置、跃迁终态对应的光谱项和相对强度值)

$\lambda_1$ (真空) /nm	能级位置 /cm $^{-1}$	跃迁终态光谱项	相对 强度
591.799	17190.20	$4f^6(^7F)6s6p(^1P^0)^7G_J^0$ ( $J=2$ )	W
610.163	16681.74	$4f^6(^7F)6s6p(^3P^0)$ ( $J=2$ )	W
651.127	15650.55	$4f^6(^7F)6s6p(^1P^0)^7G_J^0$ ( $J=1$ )	W
654.678	15567.32	$4f^6(^7F)6s6p(^3P^0)^9D_J^0$ ( $J=2$ )	W

表2展示的跃迁都是初态为  $4f^66s^{27}F_J$ ( $J=1$ )的跃迁. 尽管该初态的布居数最大,但我们探测到跃迁的相对强度却表现得很弱. 仔细对比表1和表2的数据,我们发现初态不同,但终态相同的跃迁  $4f^66s^{27}F_J$ ( $J=0$ )和  $4f^66s^{27}F_J$ ( $J=1$ )到  $4f^6(^7F)6s6p(^1P^0)^7G_J^0$ ( $J=1$ )具有不同的跃迁强度. 尽管  $4f^66s^{27}F_J$ ( $J=1$ )的布居数比  $4f^66s^{27}F_J$ ( $J=0$ )的布居数要多,但  $4f^66s^{27}F_J$ ( $J=0$ )到  $4f^6(^7F)6s6p(^1P^0)^7G_J^0$ ( $J=1$ )的跃迁相对强度更大,这也主要是由  $\Delta L = \Delta J$  的跃迁强度定则所决定的.

表3 Sm原子从偶宇称基态  $4f^66s^{27}F_2$  到终态奇宇称激发态  $4f^66s6p$  的跃迁(从左到右各栏依次表示跃迁峰对应的染料激光真空中的波长值、跃迁终态的能级位置、跃迁终态对应的光谱项和相对强度值)

$\lambda_1$ (真空) /nm	能级位置 /cm $^{-1}$	跃迁终态光谱项	相对 强度
587.584	17830.80	$4f^6(^7F)6s6p(^1P^0)^7F_J^0$ ( $J=3$ )	W
589.701	17769.71	$4f^6(^7F)6s6p(^1P^0)$ ( $J=1$ )	M
600.608	17462.37	$4f^6(^7F)6s6p(^3P^0)^5G_J^0$ ( $J=2$ )	S
608.585	17243.55	$4f^6(^7F)6s6p(^1P^0)$ ( $J=3$ )	M
649.387	16211.12	$4f^6(^7F)6s6p(^3P^0)^7F_J^0$ ( $J=3$ )	S
653.580	16112.33	$4f^6(^7F)6s6p(^3P^0)^5D_J^0$ ( $J=1$ )	W
655.364	16748.30	$4f^6(^7F)6s6p(^1P^0)^7G_J^0$ ( $J=3$ )	W

表5 Sm原子从偶宇称基态  $4f^66s^{27}F_4$  和  $4f^66s^{27}F_5$  到奇宇称激发态  $4f^66s6p$  或  $4f^55d6s^2$  的跃迁(从左到右各栏依次表示跃迁峰对应的染料激光真空中的波长值、跃迁终态的能级位置、跃迁初态、跃迁终态和相对强度值)

$\lambda_1$ (真空)/nm	能级位置/cm $^{-1}$	初态	跃迁终态光谱项	相对强度
590.434	19210.09	$4f^66s^{27}F_4$	$4f^5(^6H^0)5d6s^2$ ( $J=3$ )	W
587.303	20153.47	$4f^66s^{27}F_5$	$4f^6(^7F)6s6p(^1P^0)^7F_J^0$ ( $J=5$ )	W

对比以上所列表格,表1展示的跃迁都属于7重态到7重态之间的跃迁,这意味着在  $\Delta S = 0$  的选择定则被严格遵循. 尽管如此,在表2,3和4中仍然出现了7重态到9重态和7重态到5重态的跃迁.

表3展示了初态为  $4f^66s^{27}F_J$ ( $J=2$ )的7个跃迁. Sm原子基态的7个子能级中,我们探测到初态为  $4f^66s^{27}F_J$ ( $J=2$ )的跃迁是最多的. 尽管  $4f^66s^{27}F_J$ ( $J=2$ )的布居数比  $4f^66s^{27}F_J$ ( $J=1$ )少,但表中列出的部分跃迁却表现得更强.

表4 Sm原子从偶宇称基态  $4f^66s^{27}F_3$  到奇宇称激发态  $4f^66s6p$  或  $4f^55d6s^2$  的跃迁(从左到右各栏依次表示跃迁峰对应的染料激光真空中的波长值、跃迁终态的能级位置、跃迁终态对应的光谱项和相对强度值)

$\lambda_1$ (真空) /nm	能级位置 /cm $^{-1}$	跃迁终态光谱项	相对 强度
587.754	18503.49	$4f^6(^7F)6s6p(^3P^0)^5G_J^0$ ( $J=4$ )	W
590.769	18416.62	$4f^5(^6H^0)5d6s^2$ ( $J=2$ )	M
598.101	18209.04	$4f^6(^7F)6s6p(^3P^0)^5G_J^0$ ( $J=3$ )	M
624.434	17504.63	$4f^6(^7F)6s6p(^1P^0)^7G_J^0$ ( $J=4$ )	M
626.070	17462.37	$4f^6(^7F)6s6p(^3P^0)^5G_J^0$ ( $J=2$ )	S
634.748	17243.55	$4f^6(^7F)6s6p(^1P^0)$ ( $J=3$ )	W

表4展示的是从  $4f^66s^{27}F_J$ ( $J=3$ )开始的跃迁. 在表1—3中,所有的跃迁都是由Sm原子最外层电子  $6s^2 \rightarrow 6s6p$  决定的,但在表4中,却出现了次外层  $4f^6$  电子的跃迁:  $4f^66s^2 \rightarrow 5d6s^2$ . 另一方面,表格3和表格4给出了初态不同,但终态相同的跃迁  $4f^66s^{27}F_J$ ( $J=2$ )和  $4f^66s^{27}F_J$ ( $J=3$ )到  $4f^6(^7F)6s6p(^3P^0)^5G_J^0$ ( $J=2$ ). 尽管就布居数而言  $4f^66s^{27}F_J$ ( $J=2$ )要多于  $4f^66s^{27}F_J$ ( $J=3$ ),但仍然根据强度定则,  $4f^66s^{27}F_J$ ( $J=2$ )到  $4f^6(^7F)6s6p(^3P^0)^5G_J^0$ ( $J=2$ )的跃迁是更强的.

表5展示了两个跃迁,一个跃迁的初态是  $4f^66s^{27}F_J$ ( $J=4$ ),另一个是  $4f^66s^{27}F_J$ ( $J=5$ ). 对比  $4f^66s^{27}F_J$ ( $J=4,5$ )和  $4f^66s^{27}F_J$ ( $J=1,2,3$ )的布居数,前者要少得多,所以我们探测到以  $4f^66s^{27}F_J$ ( $J=4,5$ )为初态的跃迁是很少的. 另一方面  $4f^66s^{27}F_J$ ( $J=6$ )的布居数最少,因此以  $4f^66s^{27}F_J$ ( $J=6$ )为初态跃迁的强度则更小. 最终这些跃迁不能被分辨出来.

所以对于Sm这种复杂的原子而言,即使对于很低的单步激发奇宇称态,  $\Delta S = 0$  的定则也已经不再适用. 这主要是因为在这种条件下,自旋-轨道耦合作用是非常强的了.

表6 Sm 原子从偶宇称基态或亚稳态  $4f^66s^27F_J$  ( $J=0-6$ ) 到奇宇称激发态  $4f^66s6p$  或  $4f^56s^2$  跃迁  
(从左到右各栏依次表示编号、跃迁峰对应的染料激光空气中的波长值、真空中的波长值和跃迁对应的相对强度值)

编号	$\lambda_1$ (真空) /nm	相对强度	编号	$\lambda_1$ (真空) /nm	相对强度	编号	$\lambda_1$ (真空) /nm	相对强度
1	585.526	W	32	608.392	S	63	632.887	M
2	586.857	W	33	611.318	M	64	633.766	M
3	586.429	W	34	612.054	W	65	635.862	M
4	586.775	W	35	612.609	M	66	636.308	S
5	588.129	M	36	612.903	M	67	637.348	S
6	589.254	M	37	613.809	S	68	637.542	S
7	589.496	W	38	614.274	M	69	638.177	W
8	590.549	M	39	614.717	M	70	638.526	W
9	591.297	S	40	615.115	S	71	639.051	W
10	592.260	W	41	615.745	M	72	640.872	W
11	592.526	W	42	616.005	M	73	641.945	M
12	592.703	W	43	616.987	S	74	642.053	W
13	592.770	W	44	617.869	M	75	642.719	W
14	593.312	S	45	619.421	M	76	644.113	M
15	593.642	S	46	619.272	S	77	644.577	S
16	593.812	S	47	622.099	M	78	645.577	W
17	594.658	W	48	622.346	M	79	646.347	W
18	595.054	S	49	624.218	M	80	647.264	M
19	596.384	S	50	624.198	M	81	647.754	W
20	596.241	S	51	625.730	M	82	648.521	M
21	597.271	W	52	626.511	M	83	651.225	W
22	597.429	W	53	626.582	W	84	654.549	M
23	598.189	W	54	628.418	S	85	655.236	M
24	598.459	S	55	628.884	M	86	656.754	W
25	598.820	W	56	629.038	M	87	657.531	M
26	598.895	M	57	629.287	W	88	657.632	W
27	598.947	M	58	629.421	W	89	659.241	M
28	599.20	M	59	629.621	M	90	660.886	S
29	600.380	S	60	630.621	S	91	661.196	W
30	601.050	W	61	632.088	S	92	661.700	S
31	608.828	W	62	632.587	W			

表6 展示了跃迁谱线的波长值和跃迁相对强度等信息, 同样它们也都属于  $\lambda_1 + 2\lambda_2$  过程。由于在原子束的制备过程中, 热布局将使 Sm 原子分散到基态的 7 个子能级上, 所以不但跃迁的初态和终态很难唯一确定, 甚至跃迁终态的能级位置也很难确定。因此, 与表 1—5 不同, 表 6 没有给出跃迁的初态、终态和能级位置等信息。另一方面 Sm 原子的光谱是由最外层的  $6s^2$  电子和次外层的  $4f^6$  电子的跃迁共同决定的, 所以我们所研究的奇宇称激发态具有  $4f^66s6p$  或  $4f^55d6s^2$  电子组态, 而具有这两个电子组态的光谱项则是非常多的。比如, 在 585 nm 到 663 nm 的扫描范围内, 表 6 给出的 92 个跃迁谱线

都对应于具有  $4f^66s6p$  或  $4f^55d6s^2$  电子组态的奇宇称激发态。

#### 4. 结 论

本文采用双光子电离探测技术对 Sm 原子奇宇称态进行了系统研究, 在 585 nm 到 663 nm 范围内共探测到 113 个共振电离峰。经过与文献进行详细的比较和分析, 其中的 92 个跃迁未见过报道, 另外的 21 个跃迁为已知的。对于上述的 92 个跃迁, 本文首次确定了到这些奇宇称激发态跃迁的波长值和相对强度信息, 而对于其余的 21 个跃迁, 本文则验

证了其对应的能级位置. 不但确定了它们的相对强度, 还认定了它们是从不同的  $4f^66s^2^7F_J$  ( $J=0-6$ ) 初态向一系列具有  $4f^55d6s^2$  和  $4f^66s6p$  电子组态的奇宇称激发态的跃迁. 另一方面, 由于 Sm 原子光谱

的复杂性 本文未观察到某些文献报道的奇宇称激发态, 而对于那些新发现的奇宇称激发态目前还无法确定其光谱归属, 这些工作还有待于进一步的研究.

- 
- [1] Li S B , Dai C J , Sun W , Xue P 2001 *J. Phys. B* **34** 2123
- [2] Huang W , Xu X Y , Xu C B , Xue P , Xue M , Chen D Y 1996 *Phys. Rev. A* **54** 5423
- [3] Quan W , Liu H P , Shen L , Zhan M S 2007 *Chin. Phys.* **16** 3642
- [4] Camus P , Gallagher T F , Lecomte J M , Pillet P , Pruvost L 1989 *Phys. Rev. Lett.* **62** 2365
- [5] Fedoseev V N , Mishin V I , Vedeneev D S , Zuzikov A D 1991 *J. Phys. B* **24** 1575
- [6] Ding X B , Dong C Z , Fumihiro K , Takato K , Stephan F 2008 *Chin. Phys. B* **17** 0592
- [7] Vidolova E P , Krustev T B , Angelov D A , Mincheva S 1997 *J. Phys. B* **30** 667
- [8] Zhang L J , Feng Z G , Li A L , Zhao J M , Li G Y , Jia S T 2009 *Chin. Phys. B* **18** 1838
- [9] Liang L , Wang Y C , Chao Z , Qiang W C 2007 *J. Phys. B* **75** 127
- [10] Lange V , Aymar M , Eichmann U , Sandner W 1991 *J. Phys. B* **24** 91
- [11] Raheel A , Yaseen M , Nadeem A , Bhatti S A , Baig M A 1999 *J. Phys. B* **32** 953
- [12] Raheel A , Nadeem A , Yaseen M , Aslam M , Bhatti S A , Baig M A 1999 *J. Phys. B* **32** 4361
- [13] Yi J , Park H , Lee J 1998 *J. Kore. Phys. Soci.* **5** 916
- [14] Hu S F , Zhang S , Mei S M , Qiu J Z , Chen X 1990 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **1** 75
- [15] Hu S F , Mei S M , Zhang S , Chen X , Xu Y F 1990 *Chin. Phys. Lett.* **6** 64
- [16] Hu S F , Qiu J Z , Wang G , Liang Y , Chen X 1989 *Acta. Phys. Sin.* **38** 487 (in Chinese) [胡素芬、邱济真、张森、王刚、梁宜、陈星 1989 *物理学报* **38** 487]
- [17] Jia L , Jing C Y , Zhou Z Y , Liu F C 1992 *J. Opt. Soc. Am. B* **10** 1317
- [18] Jayasekharan T , Razvi M A N , Bhale G L 2000 *J. Phys. B* **33** 3123
- [19] Nakhate S G , Razvi M A N , Connerade J P , Ahmad S A 2000 *J. Phys. B* **33** 5191
- [20] Pulhani A K , Shah M L , Dev V , Suri B M 2004 *J. Opt. Soc. Am. B* **22** 1117
- [21] Park H , Kim H , Yi J , Han J , Rhee Y , Lee J 1998 *J. Kore. Phys. Soci.* **33** 288
- [22] Gononai A I , Plekan O I 2003 *J. Phys. B* **36** 4155
- [23] Guan F , Dai C J , Zhao H Y 2008 *Chin. Phys. B* **17** 3655
- [24] Martin W C , Zalubas R , Hagan L 1978 *Atomic Energy Levels—The Rare-Earth Elements*, NSRDS—NBS60 (U. S. GPO, Washington, D. C.) p162
- [25] Zhao H Y , Dai C J , Guan F 2009 *J. Phys. B* **42** 065001
- [26] Zhao H Y , Dai C J , Cuan F 2009 *Chin. Phys. B* **58** 0215

# Study of odd-parity states of Sm atom with two-photon ionization detection method<sup>\*</sup>

Li Ming Dai Chang-Jian<sup>†</sup> Xie Jun

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

(Received 29 June 2009; revised manuscript received 4 September 2009)

## Abstract

In this paper, spectra of odd-parity states of Sm atom are systematically studied with two-photon ionization detection method. The Sm atom is excited by a pulsed dye laser and scanned from 585 nm to 663 nm, so that it is populated in different odd-parity states with  $4f^66s6p$  and  $4f^55d6s^2$  electronic configurations from one of the  $4f^66s^2^7F_J (J=0-6)$  states. Then the Sm atom is further excited and ionized by a two-photon transition with a second laser which has a much higher intensity and a fixed wavelength. The Sm ions emerging from the above processes were detected by an MCP detector. Some of the transitions are reported for the first time together with their resonance wavelengths and relative strengths, while the rest of them which have been reported previously in the literature are confirmed by the present work with supplementary information on their relative strengths.

**Keywords:** two-photon ionization, odd-parity states, Sm atom

**PACC:** 3280, 3270, 3280K

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

† Corresponding author. E-mail: daicj@126.com