

# 与铷( $5^2S_{1/2}$ )原子碰撞产生的铷 $7^2D$ 态 精细结构转移截面

孙献平 刘子东 李森林 刘秩媛 曾晓云  
(中国科学院武汉物理所)

## 提 要

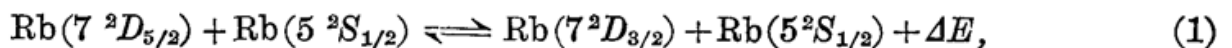
本文报道使用蒸汽泡和两光子两步激发方法,测量原子激发态敏化荧光  $I_{3/2}^*$  和直接荧光  $I_{3/2}^0$  及其与温度的关系,得到与基态 ( $5^2S_{1/2}$ ) 铷原子碰撞产生的铷  $7^2D_{5/2} \rightarrow 7^2D_{3/2}$  和  $7^2D_{3/2} \rightarrow 7^2D_{5/2}$  精细结构转移截面分别为:  $\sigma_{fs} = 4.7 \times 10^{-13} \text{ cm}^2$ 、 $\sigma'_{fs} = 7.0 \times 10^{-13} \text{ cm}^2$ ; 碰撞转移出  $7^2D$  双态的转移截面  $\sigma_{tr(5/2)} = 0.62 \times 10^{-13} \text{ cm}^2$ 。由计算的  $7^2D$  态几何截面  $\sigma_{geom}$  能够相对很好地描述  $\sigma_{fs}$  和  $\sigma'_{fs}$  的数量级。

关键词: 非弹性碰撞, 选择两步激发, 精细结构转移截面, 敏化荧光。

## 一、引 言

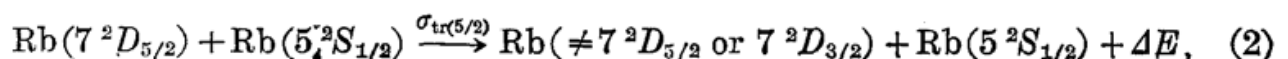
多年来,人们使用蒸汽泡和光谱学方法,对碱原子-碱原子(基态碱原子-激发态碱原子或者激发态碱原子之间)、碱原子-惰性气体原子,碱原子-分子碰撞激发能量转移和淬灭过程进行了实验研究;对紧束缚的第一共振  $^2P$  态和弱束缚的高里德堡态,已取得了较丰富的实验数据,提出许多相应的理论尝试,包括半经典的计算和量子机制理论,较好地解释了实验研究结果。但是,介于低于高激发里斯堡能级和高于紧束缚的第一激发态之间的中间激发态,其原子具有可稍微扩展的波函数的紧束缚激活电子,理论处理就较困难,实验数据较少,而且实验与理论相一致的问题仍然没有解决,对碱原子非弹性碰撞过程和引起的能量转移的复杂物理机制需要作进一步深入的实验研究,为相应的理论研究提供充分的实验数据。

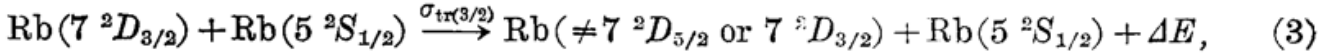
在纯 Rb 蒸汽样品中,当选择  $7^2D$  激发态 Rb 原子与  $5^2S_{1/2}$  态 Rb 原子发生非弹性碰撞时,激发能与相对移动的动能相互交换,引起精细结构之间能量转移,其过程可由下式表示



式中  $\sigma_{fs}$  和  $\sigma'_{fs}$  为精细结构激发转移截面;  $\Delta E$  为能量亏损,其值等于  $7^2D$  态的精细结构分裂 ( $\Delta E = 1.51 \text{ cm}^{-1}$ )。

$7^2D$  激发态 Rb 原子与  $5^2S_{1/2}$  态 Rb 原子之间的非弹性碰撞也将产生非辐射跃迁到其它能级,那样的跃迁表明,它们本身为总的淬灭效应和引起  $7^2D$  态的集居粒子数减少,其碰撞转移过程表示为





式中  $\sigma_{\text{tr}(5/2)}$  和  $\sigma_{\text{tr}(3/2)}$  为碰撞转移到两个( $^2D$  态外)能级的总的热截面,  $\Delta E_1$  和  $\Delta E_2$  为相应状态的能量亏损。

## 二、激发和衰减过程

在Rb原子的  $5^2S_{1/2}$  基态能级和  $7^2D$  激发能级之间, 由于不满足电偶极跃迁选择定则, 则有意义的 Rb 原子  $7^2D$  态的粒子数集居是通过使用 Rb 原子  $^2P_{3/2}$  共振态完成的。图 1 所示的是与本项实验研究有关的 Rb 能级、选择两光子两步激发、非弹性碰撞激发转移和发射荧光的图。由图 1 可知, 使用第一个光子将 Rb 原子从  $5^2S_{1/2}$  态激发到  $5^2P_{3/2}$  能级, 再由合适波长的第二个光子将 Rb 原子从  $5^2P_{3/2}$  能级选择激发到  $7^2D_{5/2}$  态或者  $7^2D_{3/2}$  态能级。由于非弹性碰撞, Rb 原子从一个  $7^2D$  能级到另一个  $7^2D$  能级的精细结构激发转移, 或者转移到  $7^2D$  双态以外的其它能级。

当 Rb 原子集居  $7^2D_{5/2}$ (或者  $7^2D_{3/2}$ ) 能级动态平衡时, 可以用稳态速率方程描述。对于两光子两步选择激发 Rb 原子由  $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2} \rightarrow 7^2D_{3/2}$  态时,  $7^2D_{5/2}$  态上的产生率等于消失率, 速率方程表示为

$$W_{D(5/2)} + G_{5/2}^1 = N_{5/2}^1 \cdot \frac{1}{\tau_{5/2}} + N_{5/2}^1 N_0 \bar{V} \sigma_{\text{ts}} + N_{5/2}^1 N_0 \bar{V} \sigma_{\text{tr}(5/2)} + L_{5/2}^1 \quad (4)$$

这时,  $7^2D_{3/2}$  态上的产生率等于消失率

$$N_{5/2}^1 N_0 \bar{V} \sigma_{\text{ts}} + G_{3/2}^1 = N_{3/2}^1 \cdot \frac{1}{\tau_{3/2}} + N_{3/2}^1 N_0 \bar{V} \sigma_{\text{ts}}^1 + N_{3/2}^1 N_0 \bar{V} \sigma_{\text{tr}(3/2)} + L_{3/2}^1 \quad (5)$$

当两光子选择激发 Rb 原子由  $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2} \rightarrow 7^2D_{3/2}$  态时,  $7^2D_{3/2}$  态的稳态速率方程为

$$W_{D(3/2)} + G_{3/2}^2 = N_{3/2}^2 \cdot \frac{1}{\tau_{3/2}} + N_{3/2}^2 N_0 \bar{V} \sigma_{\text{ts}}^1 + N_{3/2}^2 N_0 \bar{V} \sigma_{\text{tr}(3/2)} + L_{3/2}^2 \quad (6)$$

这时, 对于  $7^2D_{5/2}$  态能级集居表示为

$$N_{3/2}^2 N_0 \bar{V} \sigma_{\text{ts}} + G_{5/2}^1 = N_{5/2}^2 \cdot \frac{1}{\tau_{5/2}} + N_{5/2}^2 N_0 \bar{V} \sigma_{\text{ts}} + N_{5/2}^2 N_0 \bar{V} \sigma_{\text{tr}(5/2)} + L_{5/2}^2 \quad (7)$$

式中  $N_0$  为  $5^2S_{1/2}$  基态 Rb 原子数密度, 它可由 Nesmeyanov 给出的温度  $T$  与蒸汽压力  $P$  转换关系式得到 ( $T$  是实验的 Rb 样品泡泡尾温度);  $N_{5/2}$  和  $N_{3/2}$  分别为  $7^2D_{5/2}$  和  $7^2D_{3/2}$  能级的 Rb 集居数密度;  $\bar{V}$  为碰撞 Rb 原子对的平均相对速率;  $G_{3/2,5/2}^1$  和  $L_{3/2,5/2}^1$  分别为归一的增益和损失; 上标 1 和 2 分别表示对应于激光选择激发集居  $7^2D_{5/2}$  和  $7^2D_{3/2}$  态能级情

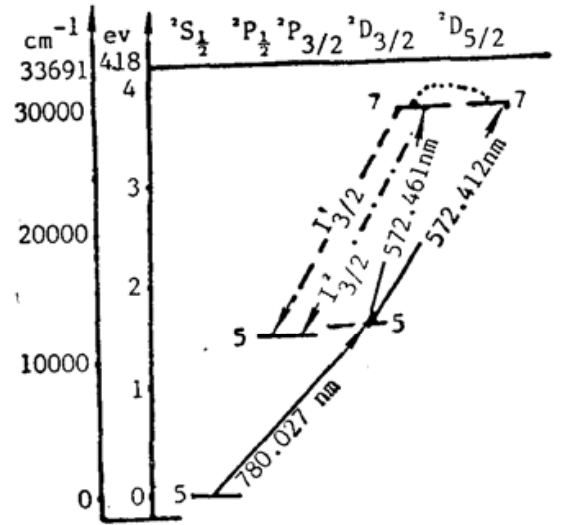


Fig. 1 Partial energy-level diagram showing the Rb states in the selective two-photon stepwise excitation and emission processes.  $I_{3/2}^1$  - a sensitized fluorescence due the collisionally populated fine-structure state;  $I_{3/2}^2$  - a direct fluorescence arising from the optically excited state

况;  $\tau_{5/2}$  和  $\tau_{3/2}$  分别为 Rb 激发态  $7^2D_{5/2}$  和  $7^2D_{3/2}$  的辐射寿命;  $W_{D(5/2)}$  和  $W_{D(3/2)}$  为激光直接激发 Rb 原子从  $5^2P_{3/2}$  能级到  $7^2D_{5/2}$  和  $7^2D_{3/2}$  的产生率。

由(4)式、(5)式和(6)式,可以得到以下关系式

$$\frac{N_{3/2}^1}{N_{3/2}^2} = \frac{W_{D(5/2)} + (G_{5/2}^1 - L_{3/2}^1)}{W_{D(3/2)} + (G_{3/2}^1 - L_{3/2}^1)} \cdot \frac{1}{\tau_{5/2}^{-1} N_0 \bar{V} \sigma_{fs} + 1 + \sigma_{tr(5/2)} \cdot \sigma_{fs}^{-1}} + \frac{G_{3/2}^1 - L_{3/2}^1}{W_{D(3/2)} + (G_{3/2}^2 - L_{3/2}^2)} \quad (8)$$

### 三、实验装置与测量

研究  $7^2D$  态 Rb 原子与  $5^2S_{1/2}$  态 Rb 原子非弹性碰撞过程的实验装置和图 2 所示。

射频无极放电 Rb 光谱灯振荡器功率为 9.8 W, 工作频率 92 MHz, 使用  $\phi 15$  mm 的球形 Rb 灯泡, 全谱线光功率大于 1 mW, 灯前加有一片 780 mm 干涉滤光片。连续波可调谐环形染料 (R6G) 激光器 (Spectra-Physics 380A 型) 由  $Ar^+$  离子激光器的 4W、514.5 nm 单线泵浦, 染料激光器激光线宽为 30 MHz, 使用激光功率 100~160 mW, 由 481 B 型扫描控制器控制激光扫描, 使用的扫描范围为 30 GHz, 扫描时间为 100 sec。

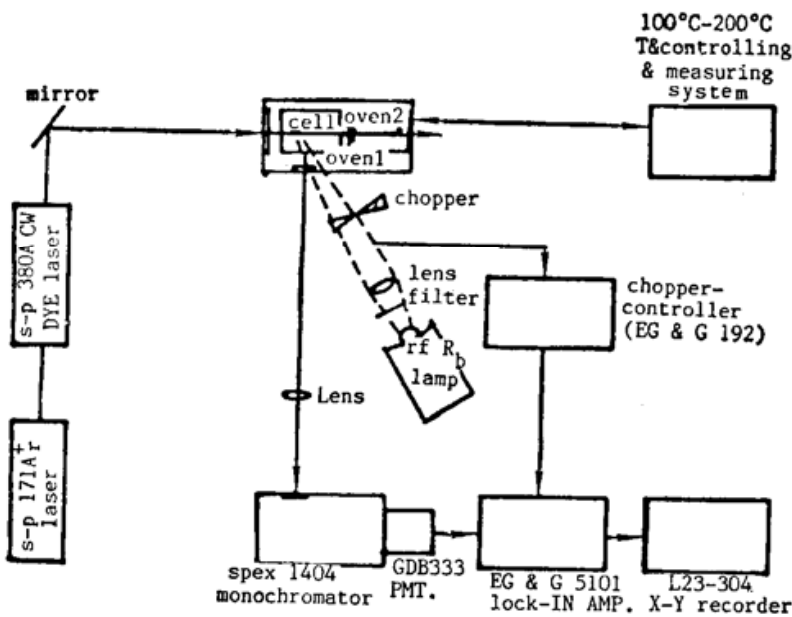


Fig. 2 Schematic diagram of the experimental arrangement

样品泡由 GG-17 玻璃制作, 尺寸为: 泡体  $\phi 18$  mm  $\times$   $\phi 40$  mm + 泡尾  $\phi 5$  mm  $\times$  50 mm, 充有几 mg 的纯自然铷金属, 真空度为  $2 \times 10^{-6}$  Torr。样品泡放置于加热炉里, 由控温、测温系统进行加热、控温和测温, 泡面温度保持高于泡尾温度 10~30°C。

荧光检测系统用于检测原子激发态发生的荧光相对强度  $I_{3/2}^1$  和  $I_{3/2}^2$ 。实验装置的排列: Rb 灯、激光束、荧光检测三者相互垂直放置。

实验测量中, 对于激发 Rb 原子由  $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2} \rightarrow 7^2D_{3/2}$  态时情况, 将 Rb 样品泡尾温度控制在 100~200°C 中某一温度点, 由 Rb 灯发射的 780.027 nm 光, 激发 Rb 原子从基态到  $5^2P_{3/2}$  能级, 相续由连续波染料激光器发出的 572.412 nm 波长的激光激发 Rb 原子使其从  $5^2P_{3/2}$  能级到  $7^2D_{5/2}$  态, 这时由检测系统可以得到  $7^2D_{5/2}$  态 Rb 原子与  $5^2S_{1/2}$  态 Rb 原子非弹性碰撞集居  $7^2D_{3/2}$  态而发生的 ( $7^2D_{3/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}$ ) 敏化荧光相对强度  $I_{3/2}^1$ 。测量荧光  $I_{3/2}^1$  随样品泡尾温度  $T$  变化的  $I_{3/2}^1 \sim T$  关系曲线后。按同样的方法, 测量  $I_{3/2}^2 \sim T$  曲线。这时, 第一步激发仍为 780.027 nm, 第二步激发是调节染料激光器波长到 Rb 原子的  $5^2P_{3/2} \rightarrow 7^2D_{3/2}$  态共振波长 572.461 nm 可以获得  $7^2D_{3/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}$  态发射的直接荧光相对强度  $I_{3/2}^2$ 。改变样品泡温度 100  $\rightarrow$  200°C (典型地每次改变几 °C), 而得到  $I_{3/2}^2 \sim T$  实验曲线。将  $I_{3/2}^1 \sim T$

和  $I_{3/2}^2 \sim T$  两曲线相同温度点的荧光相对强度值相比较, 则得到图 3 所示的  $(I_{3/2}^1/I_{3/2}^2) \sim N_0 \bar{V}$  关系曲线图。

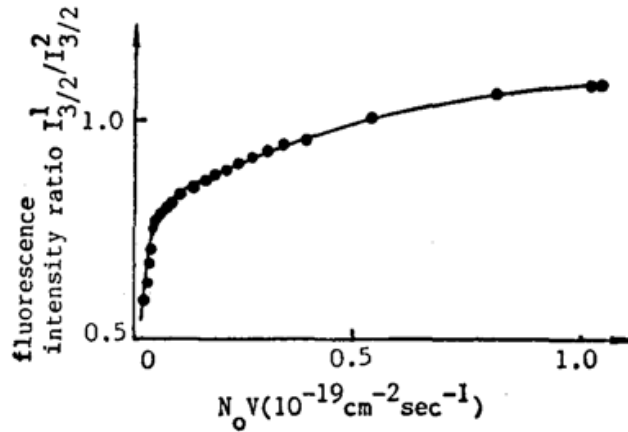


Fig. 3 Ratio  $I_{3/2}^1/I_{3/2}^2$  of the fluorescent light versus  $N_0 \bar{V}$  measured in a vapor cell by methods of selective two-photon stepwise excitations.

#### 四、数据分析与讨论

首先对(8)式进行以下简化假定: (1) 假定截面  $\sigma_{fs}$  和  $\sigma_{tr(5/2)}$  在本项实验测量小范围中与温度无关, 这一点已为 Głódź 等人<sup>[2]</sup>和 Beech 等人<sup>[3]</sup>的测量所证实, (2)  $G$  和  $L$  为归一增益和损失项, 它们由: (A) 与 Rb 激发态  $^2P$  态原子的碰撞(这种碰撞过程在高 Rb 密度情况下是重要的); (B) 与泡壁的碰撞(这在较低 Rb 密度时是重要的); (C) 与  $Rb_2$  分子的碰撞(在本实验中的最高  $T$  时,  $Rb_2$  密度低 3 个数量级); (D) 与一些微量杂质气体碰撞(例如: 混杂在天然铷中的 Cs 等); (E) 激发态 Rb 原子与其它两个原子的三体碰撞; 以及缔合电离和相继的复合等引起。在本实验研究中, 上述这些碰撞效应相对于测量的不确定性来说是极小的, 而  $W_{D(5/2)}$  和  $W_{D(3/2)}$  项是直接激光激发  $5^2P_{3/2}$  能级到  $7^2D_{5/2}$  和  $7^2D_{3/2}$  能级的 Rb 原子集居产生率, 相比之下, 有  $W_{D(5/2)} \gg (G_{5/2}^1 - L_{5/2}^1)$ ,  $W_{D(3/2)} \gg (G_{3/2}^2 - L_{3/2}^2) \circ (G_{5/2}^1 - L_{5/2}^1)$  和  $(G_{3/2}^2 - L_{3/2}^2)$  项属于 Rb( $7^2D$ ) - Rb( $5^2S_{1/2}$ ) 非弹性碰撞过程中的微扰项, 并且在能量集居前、后,  $(G_{5/2}^1 - L_{5/2}^1)$  项和  $(G_{3/2}^2 - L_{3/2}^2)$  项趋于零, 于是, (8) 式可以简化为下面形式

$$\frac{N_{3/2}^1}{N_{3/2}^2} = \frac{W_{D(5/2)}}{W_{D(3/2)}} \frac{1}{\tau_{5/2}^{-1} N_0 \bar{V} \sigma_{fs} + 1 + \sigma_{tr(5/2)} \sigma_{fs}^{-1}} + \frac{G_{3/2}^1 - L_{3/2}^1}{W_{D(3/2)}} \quad (9)$$

考虑到不变的 Rb 灯和染料激光器的激发, Rb 原子  $7^2D_{5/2}$  和  $7^2D_{3/2}$  能级上的产生率与相应的振子强度有关

$$\frac{W_{D(5/2)}}{W_{D(3/2)}} = \frac{f_{P \rightarrow D(5/2)}}{f_{P \rightarrow D(3/2)}} \quad (10)$$

实测的荧光谱线强度是原子处于辐射荧光能级数密度和爱因斯坦系数的乘积, 则(9)式可以写成

$$\frac{I_{3/2}^1}{I_{3/2}^2} = \frac{f_{P \rightarrow D(5/2)}}{f_{P \rightarrow D(3/2)}} \frac{1}{\tau_{5/2}^{-1} N_0 \sigma_{fs} \bar{V} + 1 + \sigma_{tr(5/2)} \sigma_{fs}^{-1}} + \frac{G_{3/2}^1 - L_{3/2}^1}{W_{D(3/2)}} \quad (11)$$

Migdalek、Baylis<sup>[4]</sup>和 Brian Warner<sup>[5]</sup>等人对振子强度  $f_{P \rightarrow D(5/2)}$  和  $f_{P \rightarrow D(3/2)}$  作了计算, 尽管计算的绝对值之间有很大差异, 但是比值是非常一致的, 即

$$(f_{P \rightarrow D(5/2)} / f_{P \rightarrow D(3/2)}) = 9.00。$$

关于激发态辐射寿命,一般理论计算与实验测量中都作了这样的假定:

$$\tau_{5/2} \approx \tau_{3/2} \approx \tau_0$$

这样, (11) 式中的  $\tau_{5/2}$ , 可选用 Lundberg 等人<sup>[9]</sup> 的实验测量值  $\tau_{7^2D} = 388 \pm 25$  ns, 因为该测量值与 Lingard 等人<sup>[7]</sup> 的理论值  $\tau_{7^2D} = 386$  ns 相符合。

至此, 我们可以计算截面  $\sigma_{fs}$  和  $\sigma_{tr(5/2)}$ 。使用参数拟合计算机程序, 对于实验测量数据——作为  $N_0 \bar{V}$  的函数的荧光相对强度比 ( $I_{3/2}^1/I_{5/2}^1$ ) 进行拟合计算, 得到 Rb 的  $7^2D_{5/2} \rightarrow 7^2D_{3/2}$  精细结构激发转移截面  $\sigma_{fs}$  值和  $7^2D_{5/2} \rightarrow 7^2D$  两态以外的转移截面  $\sigma_{tr(5/2)}$  值, 测量结果如表 1 所列。根据细致平衡原理 (The principle of detailed balancing), 截面  $\sigma_{fs}^1$  与  $\sigma_{fs}$  关系为

$$\frac{\sigma_{fs}^1}{\sigma_{fs}} = \frac{g(7^2D_{5/2})}{g(7^2D_{3/2})} \exp\left(\frac{-\Delta E}{KT}\right) \quad (12)$$

由以可得  $7^2D_{3/2} \rightarrow 7^2D_{5/2}$  截面  $\sigma_{fs}^1$  值如表 1 所列。

Table 1 The results of experiments in which we investigated inelastic collision processes between excited  $7^2D$  state Rb atoms and ground-state rubidium atoms. For comparison, geometrical cross section  $\sigma_{geom}$  of  $7^2D$  state and results studied by Wolnikowski et al. are also listed

$\sigma_{fs}$ ( $7^2D_{3/2} \rightarrow 7^2D_{5/2}$ )	$\sigma_{fs}$ ( $7^2D_{5/2} \rightarrow 7^2D_{3/2}$ )	$\sigma_{tr(3/2)}$ ( $7^2D_{5/2} \rightarrow$ out of doublet)	$\sigma_{tr(5/2)}$ ( $7^2D_{5/2} \rightarrow$ out of doublet)	$\sigma_{fs}^1/\sigma_{fs}$
$7.0 \times 10^{-13} \text{ cm}^2$	$4.7 \times 10^{-13} \text{ cm}^2$		$0.62 \times 10^{-13} \text{ cm}^2$	1.49
$3.0 \pm 0.5 \times 10^{-13} \text{ cm}^2$	$1.8 \pm 0.3 \times 10^{-13} \text{ cm}^2$	$1.9 \pm 0.6 \times 10^{-13} \text{ cm}^2$	$0.7 \pm 0.2 \times 10^{-13} \text{ cm}^2$	1.67
$\sigma_{geom}(7^2D)$		source		
$2.03 \times 10^{-13} \text{ cm}^2$		this work		
$2.0 \times 10^{-13} \text{ cm}^2$		wolnikowski et al.		

表 1 列出的本项实验测量结果中, 包括约 5% 的辐射寿命的不确定性; 样品泡尾温度测量不确定性及 Nesmeyanov 给出的  $T \sim P$  关系式的不确定性 (约 15%); 测量  $I_{3/2}^1 \sim T$ 、 $I_{5/2}^1 \sim T$  的实验总的发散 (由于染料激光器激光光谱轮廓的不稳定、跳模、混杂的机械效应, 以及热效应等引起的) 等, 估计测量的碰撞转移截面  $\sigma_{fs}$ 、 $\sigma_{fs}^1$ 、 $\sigma_{tr(5/2)}$  值的统计误差小于 25%。

从表 1 可以见到, 本文测量的截面  $\sigma_{fs}$ 、 $\sigma_{fs}^1$ 、 $\sigma_{tr(5/2)}$  值虽然与 Wolnikowski 等人<sup>[8]</sup> 测量的值, 为同一数量级  $\sim 10^{-13} \text{ cm}^2$ , 但其值较大。作者认为两者的差别可能是由于系统误差的汇集产生的, 这是因为 Wolnikowski 等人采用的是氮分子脉冲激光泵浦染料激光器激发的双光子吸收技术分析时间分辨荧光方法和带有真空系统和充气系统的蒸汽泡; 而本文采用的是两光子两步激发技术、分析敏化荧光及直接荧光相对强度方法和使用密封式样品泡; 在同一实验室里测量的 Rb 原子  $8^2D$  态精细结构转移截面作为比较, Głódź 等人<sup>[11]</sup> 与 Supronowicz 等人<sup>[11]</sup> 两者使用相同的技术、方法和系统中, 仅仅样品泡是不同的, Głódź 等人使用的

是与本文相同的密封式样品泡, 所测量的值也有差异。另外, Wolnikowski 等人使用 Anderson 等人<sup>[9]</sup>计算的 Rb 原子  $7^2D$  态辐射寿命  $\tau$ , 其值稍大于本文使用的 Lundberg 等人的实验测量的  $\tau$  值, 若是根据 Anderson 等人的理论  $\tau$  值调节本文测量的  $\sigma_{fs}$ 、 $\sigma_{fs}^1$  和  $\sigma_{tr(5/2)}$  值, 再作比较, 虽然可以将两者的截面值的差别减小一些, 但仍然存在差异。

实验测量的转移截面  $\sigma_{tr(5/2)}$  比  $\sigma_{fs}$ 、 $\sigma_{fs}^1$ , 约小一个数量级, 这表明, 当一个原子被选择激发到  $7^2D_{5/2}$  态, 并与基态原子发生非弹性碰撞, 则更可能进行精细结构之间的激发转移, 而碰撞转移出  $7^2D$  双态的机会要少一些。

由于  $7^2D$  态的碱金属 Rb 原子精细结构交换截面缺少精密的理论计算, 作为比较, 本文在表 1 中给出了 Rb 原子  $7^2D$  态的几何截面, 使用的是 Bethe 等人<sup>[10]</sup>给出的计算式

$$\sigma_{geom} = \pi \langle r_e^2 \rangle = \frac{1}{2} \pi (n^*)^2 [5(n^*)^2 + 1 + 3l(l+1)] a_0^2 \quad (13)$$

式中  $\langle r_e^2 \rangle$  为类氢轨道半径平方的期望值,  $n^*$  为有效主量子数(对于 Rb 原子  $7^2D$  态:  $n^* = 5.674$ ),  $a_0$  为玻尔半径,  $l$  是轨道角动量量子数。几何截面  $\sigma_{geom}$  与  $\sigma_{fs}$ 、 $\sigma_{fs}^1$  相比较, 可见在  $7^2D$  态能够相对很好地由  $\sigma_{geom}$  描述精细结构激发转移截面的数量级。

### 参 考 文 献

- [1] A. N. Nesmeyanov; *Vapor Pressures of the Elements*, (Academic, New York, 1963), 423.
- [2] M. Głódź, J. B. Atkinson *et al.*; *Can. J. Phys.*, 1981, **59**, No. 4 (Apr), 548~554.
- [3] J. S. Deech, R. Luypaert *et al.*; *J. Phys. (B)*, 1977, **10**, No. 5 (Apr), L137~L141.
- [4] J. Migdalek, W. E. Baylis; *Can. J. Phys.*, 1979, **57**, No. 10 (Oct), 1708~1718.
- [5] Brian Warner; *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 1968, **139**, No. 1 (May), 115~128.
- [6] H. Lundberg, S. Svanberg; *Phys. Lett. (A)*, 1976, **56A**, No. 1 (Feb), 31~33.
- [7] A. Lingard, S. E. Nielsen; *At. Data & Nucl. Data Tables*, 1977, **19**, No. 6 (Jun), 533~633.
- [8] J. Wolnikowski, J. B. Atkinson *et al.*; *Phys. Rev. (A)*, 1982, **25**, No. 5 (May), 2622~2628.
- [9] F. M. Anderson, A. V. Zilitis; *Opt. Spektrosk.*, 1964, **16**, No. 2 (Jun), 382~384.
- [10] H. Bethe, E. E. Salpeter; *Quantum Mechanics of One and Two Electron Atoms*, (Plenum, New York, 1977), 113.
- [11] J. Supronowicz, J. B. Atkinson *et al.*; *Phys. Rev. (A)*, 1984, **30**, No. 1 (Jul), 112~118.

## Fine-structure transition cross-sections in $7^2D$ states of Rb induced in collisions with $5^2S_{1/2}$ state atoms

SUN XIANPING, LIU ZIDONG, LI SENLIN, LIU ZHIYUAN AND ZENG XIAOYUN  
(Wuhan Institute of Physics, Academia Sinica)

(Received 20 September; revised 6 December 1989)

### Abstract

In a vapor cell, the relative intensities of a sensitized fluorescence  $I_{3/2}^1$  and a direct fluorescence  $I_{3/2}^2$ , as a function of  $T$  (100 to 200°C), had been measured by the methods of selective stepwise excitations with a Rb lamp and a tunable CW dye laser. From these measurements, the fine-structure transition cross-section in the  $7^2D$  states of Rb induced in collision with ground-state Rb atoms were determined to be  $\sigma_{fs}(7^2D_{5/2} \rightarrow 7^2D_{3/2}) = 4.7 \times 10^{-13} \text{ cm}^2$  and  $\sigma_{fs}^1(7^2D_{3/2} \rightarrow 7^2D_{5/2}) = 7.0 \times 10^{-13} \text{ cm}^2$  and the cross-section for transfer of excited Rb  $7^2D$ -state atoms out of the doublet were also determined as  $\sigma_{tr(5/2)}(7^2D_{5/2} \rightarrow \text{states other than Rb } 7^2D) = 0.62 \times 10^{-13} \text{ cm}^2$ . The calculated result for the geometrical cross-section of excited Rb  $7^2D$  state shows that the magnitudes of  $\sigma_{fs}$  and  $\sigma_{fs}^1$  can be described relatively well by  $\sigma_{geom}$ .

**Key words:** inelastic collision; selective stepwise excitation; fine-structure transition cross-section; sensitized fluorescence.