

Cs 原子里德伯态 Stark 能级场电离阈值与 $|m_l|$ 关系的测定

丁广良 刘炳模 王嘉珉 龚顺生

(中国科学院武汉物理研究所, 武汉 430071)

(1993年8月23日收到)

报道 Cs 原子里德伯态 Stark 能级场电离阈值与 $|m_l|$ 依赖关系的实验研究结果, 从实验上同时测得 Cs 原子 $|m_l| = 0, 1, 2$ 三种态的电离阈值表达式。

PACC: 3260S; 3510H; 3150

1 引言

里德伯原子的场电离作为一种探测手段以其效率高、选择性好而得到迅速发展和广泛应用, 且场电离自身的物理过程也是人们关注的领域。氢原子的场电离理论和实验表明, 它符合量子力学的势垒贯穿理论^[1], 而关于碱金属原子的场电离问题, 目前一般认为它符合经典的鞍点理论, 也就是说, 原子在外场 F 中的势

$$V(r) = V_0(r) - eFz \quad (\text{电场 } F \text{ 沿 } z \text{ 轴}) \quad (1)$$

中, z 轴上有一鞍点 (saddle point) V_{sp} , 当价电子能量大于 V_{sp} 时, 原子即发生电离。一般认为, 鞍点电离的物理机制是由于碱原子的库仑势球对称性被破坏, 束缚态耦合了连续态^[2]。Li, Na, K, Rb 的主要实验结果符合这个理论^[3-5]。但以往对场电离的研究多集中于主量子数 n 的依赖关系上, 而对场电离阈值与空间量子数 m_l 依赖关系的研究则很不充分。

本文讨论 Cs 原子场电离阈值与空间量子数 m_l 的依赖关系。

在强电场下, 空间量子数 $|m_l|$ (azimuthal quantum number) 是好量子数, 不同 $|m_l|$ 的势, 其鞍点的高度和位置不同。按照鞍点理论, 其电离阈值也不同。Gallagher 等人研究了 Na, K 原子场电离阈值与 m_l 的关系^[3,4], 得到了 $n = 17$ 附近的 Stark 能级的 $|m_l| = 1, 2$ 的电离阈值, 依据 $|m_l| = 0$ 的阈值约低于 $|m_l| = 1$ 的阈值 4% 而得到 $|m_l| = 0$ 的电离阈值, 与他们不同的是, 我们选择更不类氢的 Cs, 并在实验方法上采取了特殊措施, 因而完全从实验上直接得到 $|m_l| = 0, 1, 2$ 的关系。

2 实验方法

实验示意图如图 1 所示。金属 Cs 加热后产生原子束, 原子束通过一对电场板的中

央,电场板间距为 9.2mm,下板中央用栅网铺平,离子可以通过栅网到达下方的电子倍增器.这些装置被置于真空系统中,真空度为 $1.33 \times 10^{-4} \text{Pa}$.

两台染料激光器由 YAG 抽运,两束激光相向通过电场板中心并与原子束正交.第一束激光偏振平行于电场,波长为 852.1nm,产生 $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$ 的 π 跃迁;第二束激光波长调谐,产生 $6P_{3/2}$ 到里德伯态的跃迁,激光偏振若平行于电场,则构成 π 激发,在光路中放入一个偏振旋转器使激光偏振转 90° ,则形成 σ 激发.

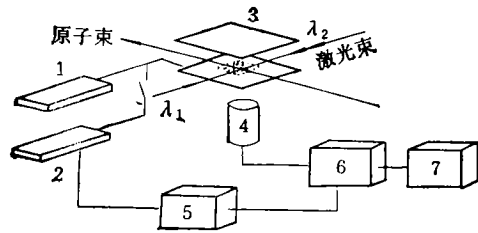


图 1 实验装置框图 1为直流电压源;2为脉冲电压源;3为电场板;4为电子倍增管;5为示波器;6为 Boxcar;7为 X-Y 记录仪

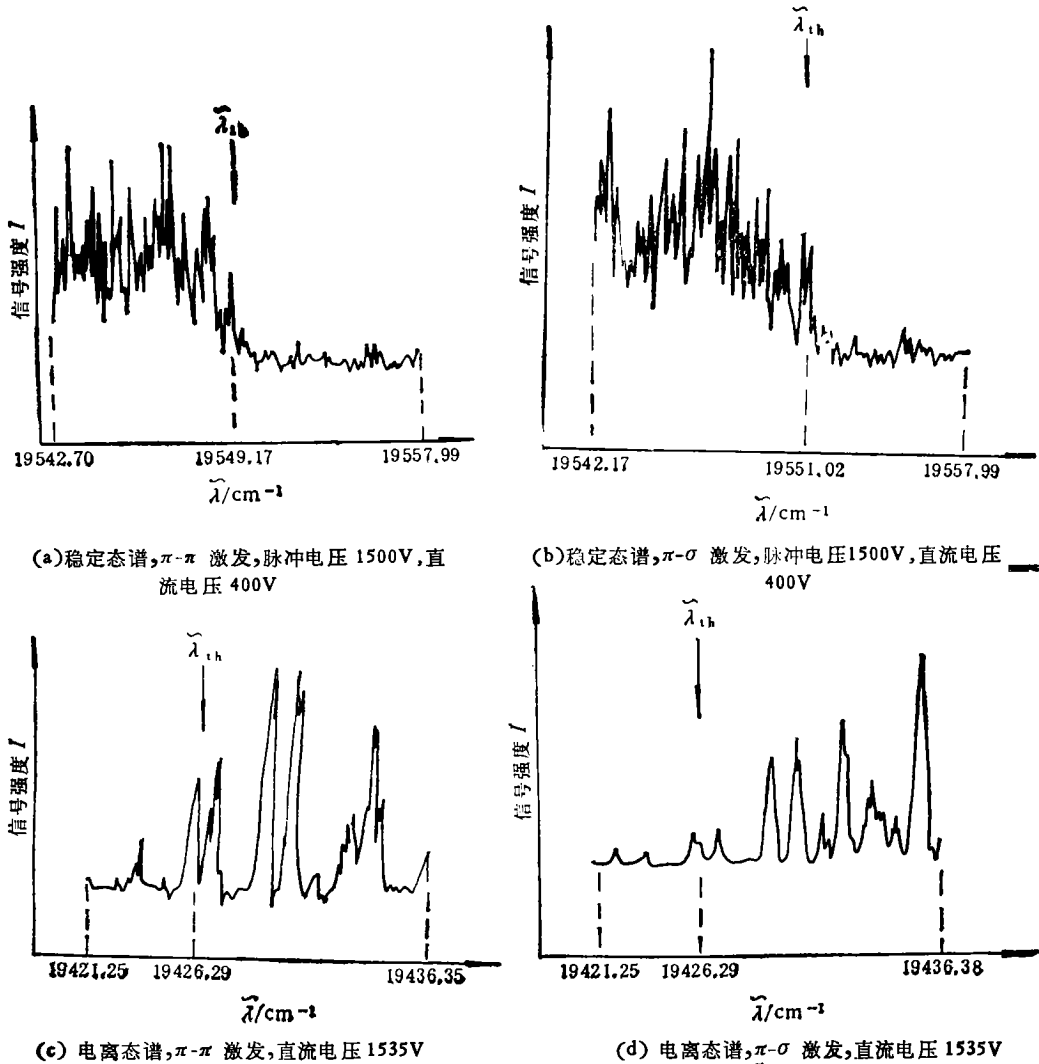


图 2 实验谱图 箭头所指表示阈值所对应的第二级激光的波数值(用 $\tilde{\lambda}_{th}$ 表示)及起始位置

在本实验范围内($F_{\max}$ 约 3000V/cm), 对于第一级激发, $6P_{3/2}$ 能级的 m_j 还是好量子数, 跃迁选择定则为 $\Delta m_j = 0$ (激光为 π 偏振), 所以 $6P_{3/2}$ 集居的电子具有 $|m_j| = 1/2$. 对于第二级激发, 由于已经到了高激发态, 相应的电场已经成为中强场, 此时 m_j 已不是好量子数, 而只能用好量子数 m_l , 所以选择定则为 $\Delta |m_l| = 0(\pi \text{ 跃迁}), 1(\sigma \text{ 跃迁})$. 因为第二级跃迁的初态具有 $|m_j| = 1/2$, 其相应的 $|m_l|$ 为 $0, 1$, 所以末态的 $|m_l| = 0, 1$ (π 跃迁) 和 $0, 1, 2(\sigma \text{ 跃迁})$, 其中 $|m_l| = 0$ 的电离阈值最低, 而 $|m_l| = 2$ 的电离阈值最高^[3,4].

为了完全从实验上得到不同 $|m_l|$ 的电离阈值, 我们采用两套实验方案:

(1) 加直流电压, 扫描第二级激光的波长

随着激光从长波长到短波长扫描, 激发态的能量由低到高, 当能量高于电离阈值时, 原子发生电离, 由此, 可测出电离信号谱. 因为 $|m_l| = 0$ 的态阈值最低, 所以它首先电离. 改变所加的直流电压, 即可得到一系列这样的谱图, 谱图中信号的边界即为 $|m_l| = 0$ 态的电离阈值随能量的变化关系. 对于 π - π 激发方式, 谱图比 π - σ 激发方式要简单, 两者所含 $|m_l| = 0$ 成分的比例也不相同, 见图 2(c), (d). 但得到的结果是相同的.

由此方法得到的谱出现于能量高于电离阈值的谱段, 我们称之为“电离阈值以上的谱”或“电离态谱”.

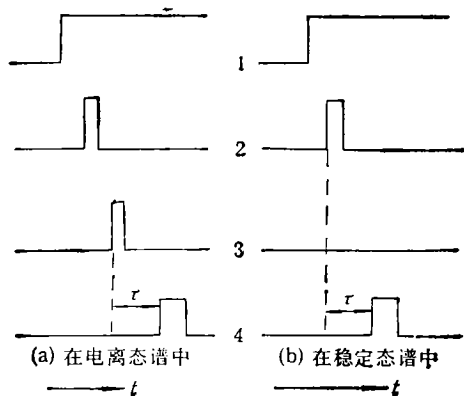


图 3 实验的时序图 1 为直流电场; 2 为激光脉冲; 3 为脉冲电场; 4 为 Boxcar 采样门

(2) 加直流电压, 同时加一脉冲电压, 扫描第二级激光的波长

在波长较长的一段范围内, 原子所到的末态能量比较低, 所加直流电压未达到其电离阈值, 故仅靠直流电场不能使原子电离, 但直流场加上脉冲场的联合作用能够将其电离. 我们将 Boxcar 采样门设立在脉冲电压之后, 即可获得该电离信号. 随着第二级激光向短波长方向扫描, 末态能级越来越高, 仅直流电压就能使之电离, 这时电离信号与脉冲电场无关. 由于脉冲电场相对于激光延迟一段时间, 原子一旦被抽运到这些里德伯态就

会马上被直流电场电离, 因此电离信号出现在脉冲电场之前, 即在 Boxcar 采样门之外, 故 Boxcar 无信号输出, 结果, 记录的电离信号随第二级激光波长从长到短扫描而从有到无. 图 3 给出相应的时序图.

由于 $|m_l| = 0$ 的态阈值最低, 所以当它已被直流电场电离, 即 $|m_l| = 0$ 的态从记录的谱中消失时, $|m_l| = 1, 2$ 的谱还存在. 很显然, 对于 π - π 激发, 谱图的边界对应于 $|m_l| = 1$ 态的阈值, 而对于 π - σ 激发, 可得到 $|m_l| = 2$ 态的阈值.

用这种方法得到的谱, 其能量低于所加直流电压相应的电离阈值, 因而我们类似地称之为“电离阈值以下的谱”或“稳定态谱”(见图 2(a), (b)).

3 实验结果与讨论

由式

$$W = -1/2(n^*)^2(\text{a.u.}) \quad (2)$$

定义 Stark 有效量子数 n^* , 其中 W 为电离能级。

在测量“电离阈值以上的谱”时, Boxcar 的延迟为 $2.3\mu\text{s}$, 门宽为 $5\mu\text{s}$, 选择电离速率为 10^6s^{-1} 。直流电压在 $550\text{--}3000\text{V/cm}$ 范围内每隔约 200V/cm 取一个值, 在选定的电压下, 扫描第二级激发光的波长, 从 518 到 509nm , 相应的 n^* 在 $17\text{--}28$ 之间。

在测量“电离阈值以下的谱”时, Boxcar 的延迟为 $4.8\mu\text{s}$, 门宽为 $1.5\mu\text{s}$, 脉冲电压延迟为 $2.9\mu\text{s}$, 脉宽为 $4\mu\text{s}$, 脉冲电压为 1500V , 上升沿达 $2 \times 10^{10}\text{V/cm} \cdot \text{s}$ 。直流电压从 200V 到 1400V 范围每隔约 200V 取值。激光扫描范围为 $515.1\text{--}510.4\text{nm}$, 即 n^* 在 $21\text{--}35$ 之间。相应的实验数据列于表 1。从该实验数据可以得到下列结果:

$$F_0 = 3.22 \times 10^8(n^*)^{-4} \quad |m_l| = 0, \quad (3a)$$

$$F_0 = 3.33 \times 10^8(n^*)^{-4} \quad |m_l| = 1, \quad (3b)$$

$$F_0 = 3.42 \times 10^8(n^*)^{-4} \quad |m_l| = 2. \quad (3c)$$

这一结果说明, Cs 原子 m 量子态的场电离特性均符合经典鞍点理论, 且场电离阈值随 m 量子数的增加而增加。这与 Gallagher 等人在 Na 和 K 上的实验结果^[3,4]基本一致。不同之处在于, 我们报道的所有 m 量子态的阈值都是从实验上测得, 而文献[3]中 $m = 0$ 的阈值则是用外推法得到。文献[4]中, 对 K 的测量未分辨出 $|m_l| = 0, 1$ 的阈值, 且两处 $m = \pm 2$ 的阈值偏高。考虑到 Cs 原子的非氢特性, 因此从总的方面看, 本研究是在直接测量的基础上推广了 Gallagher 等人的结论。

表 1 直流场电压与电离阈值的关系

$ m_l = 0$				$ m_l = 1$		$ m_l = 2$	
电压 V/V	能量 E/cm^{-1}	电压 V/V	能量 E/cm^{-1}	电压 V/V	能量 E/cm^{-1}	电压 V/V	能量 E/cm^{-1}
550	-147.69	1900	-280.83	200	-87.95	200	-87.26
750	-172.21	2100	-293.01	400	-124.95	400	-123.10
950	-194.85	2300	-307.43	600	-153.88	600	-152.62
1150	-216.84	2500	-321.14	800	-177.16	800	-175.90
1350	-232.12	2700	-335.82	1000	-198.34	1000	-195.08
1535	-247.83	2880	-341.94	1200	-217.53	1200	-211.76
1750	-267.13			1400	-235.58	1400	-229.99

上述实验数据的误差主要来源于直流电压的测量误差和第二级激光的波长测量误差。直流电压的测量由电压表测量, 误差约为 1% 。激光波长由 HR-1500 单色仪校正, 误差为 0.3nm , 测量的误差小于 1% 。

从文中可知, 我们测量阈值是通过测量第一个出现或最后一个消失谱线的能量, 考虑到实验中可能出现的偶然误差是: 在正好是阈值的地方没有相应的谱线, 这样, 比阈值更高一点的谱或比阈值稍低但有较大电离截面的谱被认定为是阈值处的谱, 这在实验上无

法避免。从能级结构方面估算,在本实验能区所造成的实验误差为 8‰,所以,我们认为总的实验误差为 3%。

Cooke 等人对 $|m_l| \ll n$ 的情形曾给出一个结果^[6]:

$$\Delta F/F = |m_l|/2n, \quad (4)$$

即

$$F = F_0(1 + |m_l|/2n) \quad F_0 = 3.213 \times 10^8. \quad (4')$$

考虑到实验误差,用这个公式可以将我们的实验结果简洁地写成

$$F_0 = 3.21 \times 10^8 (n^*)^{-4} (1 + |m_l|/2n^*). \quad (5)$$

我们的实验选择在最不类氢的碱原子 Cs 上进行,通过实验结果和已有的 Na, K 的实验结果比较,我们认为,所有的碱金属原子的场电离阈值与空间量子数有类似的依赖关系。可以说,至少在 $|m_l| \leq 2$ 的范围内,空间量子数每增加 1,其场电离阈值将增加约 3.5%。我们相信,这可以作为估计碱原子场电离阈值的可信参考。

- [1] C. Delsart, L. Cabaret, C. Blondel and R-J Champeau *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, **20** (1987), 4699.
- [2] M. G. Littman, M. M. Kash, D. Kleppner, *Phys. Rev. Lett.*, **41** (1978), 103.
- [3] T. F. Gallagher, L. M. Humphrey, W. E. Cooke, R. M. Hill and S. A. Edelstein, *Phys. Rev.*, **A16** (1977), 1098.
- [4] T. F. Gallagher and W. E. Cooke, *Phys. Rev.*, **A19** (1979), 694.
- [5] D. H. Tuan, S. Liberman and J. Pinard, *Opt. Commun.*, **18** (1976), 533.
- [6] W. E. Cooke and T. F. Gallagher, *Phys. Rev.*, **A17** (1978), 1226.

EXPERIMENTAL STUDY OF RELATIONS BETWEEN $|m_l|$ AND FIELD STARK IONIZATION THRESHOLD IN RYDBERG Cs ATOMS

DING GUANG-LIANG LIU BING-MO WANG JIA-MIN GONG SHUN-SHENG

(Wuhan Institute of Physics, Academia Sinica, Wuhan 430071)

(Received 23 August 1993)

ABSTRACT

The experimental study of the relations between $|m_l|$ and field ionization thresholds of Stark components in Rydberg states of atomic cesium is reported. The three expressions of ionization thresholds of $|m_l| = 0, 1, 2$ in atomic cesium are obtained completely from the same experiment.

PACC: 3260S; 3510H; 3150