

Cs 原子 $6^2S_{1/2} \rightarrow 5^2D_{5/2}$ 电四极跃迁的 超精细塞曼光谱研究*

马大赦 龚顺生 刘炳模 顾思洪 李白文
(中国科学院武汉物理与数学研究所, 武汉 430071)

摘 要 利用热离子二极管加光电离技术, 对 Cs 原子 $6^2S_{1/2} \rightarrow 5^2D_{5/2}$ 电四极跃迁的超精细塞曼 (Zeeman) 光谱进行了实验研究, 并进行了相应的能级结构及跃迁相对强度的理论计算。对理论、实验结果进行了比较和讨论。本研究对一种新的高分辨外场光谱方法的有效运用有指导意义。
关键词 电四极跃迁, 超精细塞曼光谱, 热离子二极管。

原子激发态在外电、磁场中特性的研究是近年来原子物理研究热点之一, 它对促进原子物理学和量子力学的发展有重要意义, 其研究结果也具有较强的应用背景^[1]。作者最近提出了一种利用热离子二极管技术的高分辨外电、磁场光谱研究方法, 并用它对 Cs 原子激发态在各种类型外场中的光谱特性进行了初步研究^[2, 3]。在此方法中, 用 Cs 原子基态 $6^2S_{1/2}$ 到低激发态 $5^2D_{5/2}$ 的电四极跃迁作为将 Cs 原子激发到高激发态的第一步跃迁。因此, Cs 原子 $6^2S_{1/2} \rightarrow 5^2D_{5/2}$ 电四极跃迁的外磁场中塞曼特性的研究, 对于有效地运用这一新的高分辨激发态外场光谱方法有着重要的指导作用。本文报道了作者对 Cs 原子 $6^2S_{1/2} \rightarrow 5^2D_{5/2}$ 电四极跃迁超精细结构塞曼特性进行理论和实验研究的结果。

1 实 验

原子 $S \rightarrow D$ 态的电四极跃迁, 由于其极低的跃迁几率(比电偶极跃迁约低 10^6) 而难以用吸收或发射光谱方法进行实验研究。本文采用热离子二极管加光电离的特殊实验方法, 对 Cs 原子 $6^2S_{1/2} \rightarrow 5^2D_{5/2}$ 电四极跃迁的超精细塞曼光谱进行了成功的实验测量。本方法一方面借助于热离子二极管的电荷放大机制(通常达 10^6) 解决了电四极跃迁几率低的问题; 另一方面通常的热离子二极管技术只适用于高激发态原子的碰撞电离检测^[4], 作者采用光电离的方法克服了 Cs 原子 $5^2D_{5/2}$ (低激发态) 的碰撞电离效率低的缺点, 使 $5^2D_{5/2}$ 态 Cs 原子在热离子二极管中的电离效率大大增加。

实验所用装置如图 1 所示。装有 Cs 原子的热离子二极管连同其双温加热炉一起被放置在电磁体的磁场中。由氩离子激光器(171-09) 泵浦单模环形染料激光器(899-21) 所产生的单

* 国家自然科学基金资助项目。
收稿日期: 1997-11-06

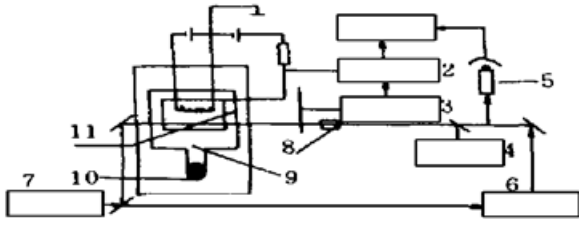


Fig. 1 The experimental set-up. 1: recorder, 2: lock-in amplifier, 3: chopper, 4: wavermeter, 5: F-P etalon; 6: dye laser (899-21); 7: Ar^+ laser, 8: polarization rotator; 9: thermionic diode; 10: oven; 11: magnetic

频激光束(波长为 685.07 nm)射入热离子二极管的作用区,用于激发 Cs 原子的 $6^2S_{1/2} \rightarrow 5^2D_{3/2}$ 电四极跃迁。已被激发到 $5^2D_{3/2}$ 态的 Cs 原子则通过从氩离子激光器(171-09)分出的另一束光电离,由于 $5^2D_{3/2}$ 态 Cs 原子的电离阈值波长约为 595 nm,所以 514 nm 的氩离子激光束对此态有较高的光电离效率。光电离产生的 Cs 原子经热离子二极管中的电荷放大机制而变成相应的电信号。该电信号经锁相放大器放大,最后由 X-Y 记录仪记录。

在各种选定的磁场强度下,扫描单模染料激光器的波长,以获取各种 Cs 原子 $6^2S_{1/2} \rightarrow 5^2D_{3/2}$ 超精细塞曼谱图。所用磁场强度用高斯计标定,激光波长用波长计(WA-20)测量,更精细的谱线间隔测量由 2 GHz 标准具确定。

2 理 论

磁场中原子超精细能级的哈密顿量可写为:

$$H = H_{\text{hfs}} + H_{\text{M}} \quad (1)$$

式中, H_{hfs} 为磁性超精细作用, H_{M} 为电子磁矩和核磁矩与外磁场的相互作用,它们的表达式分别为:

$$H_{\text{hfs}} = A \mathbf{I} \cdot \mathbf{J} + B [3(\mathbf{I} \cdot \mathbf{J})^2 + \frac{3}{2}(\mathbf{I} \cdot \mathbf{J}) - (\mathbf{I} \cdot \mathbf{J})(\mathbf{I} \cdot \mathbf{J})] / [2I(2I-1)J(2J-1)] \quad (2)$$

$$H_{\text{M}} = g_J \mu_B J_z B_z + g_I \mu_N I_z B_z \quad (3)$$

其中, \mathbf{I} 为核自旋, \mathbf{J} 为价电子的总角动量, μ_B 为玻尔(Bohr)磁子, g_J 为价电子的旋磁比, g_I 为核的旋磁比, J_z 、 I_z 、 B_z 分别为 \mathbf{J} 、 \mathbf{I} 和磁场 \mathbf{B} 在 z 轴的投影。

对于 Cs 原子的 $6^2S_{1/2}$ 、 $5^2D_{3/2}$ 态,电四极相互作用常数 $B = 0$, H_{hfs} 相应简化为

$$H_{\text{hfs}} = A \mathbf{I} \cdot \mathbf{J} \quad (4)$$

在 $|\alpha, I, J, M_I, M_J\rangle$ 表象中,微扰矩阵可写为^[5]

$$\langle \Phi | H | \Phi' \rangle = \langle \alpha, I, J, M_I, M_J | H_{\text{hfs}} + H_{\text{M}} | \alpha', I', J', M_I', M_J' \rangle \quad (5)$$

基矢取为 $|n\rangle = |\alpha, I, J, M_I(n), M_J(n)\rangle$ (6)

其中, α 表示除 I 、 J 、 M_I 、 M_J 以外的其它量子数。为便于计算,确定 H 矩阵的矩阵元时按下述方法确定总数为 $N = (2I+1)(2J+1)$ 个基矢的排列顺序:当 $n = 1, 2, \dots, N$, M_J 和 M_I 的值依次为 $M_J = J, M_I = I, I-1, \dots, -I$; $M_J = J-1, M_I = I, I-1, \dots, -I$; \dots ; $M_J = -J, M_I = I, I-1, \dots, -I$ 。

当基矢按(6)式排列时, H 的矩阵元可写为

$$\langle m | H | n \rangle = A (-1)^{M_J(m) - M_J(n)} \sqrt{J(J+1)I(I+1)} \begin{bmatrix} I & 1 \\ M_I(n) & M_J(n) - M_J(m) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I \\ M_I(m) \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} J & 1 \\ M_J(n) & M_J(n) - M_J(m) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} J \\ M_J(m) \end{bmatrix} + \delta_{M_I(m), M_I(n)} \delta_{M_J(m), M_J(n)} [g_J M_J(m) - g_I M_I(m)] \mu_B B_z \quad (7)$$

其中 $\begin{bmatrix} I & 1 \\ M_I(n) & M_J(n) - M_J(m) \end{bmatrix}$ 为 C-G 系数。将 H 实对称矩阵对角化,其本征值和本征向量给出能量本征值和本

征波函数, 能量为 E_i 的第 i 个本征态对应的波函数 $|\Phi\rangle$ 由第 i 个本征向量给出:

$$|\Phi\rangle = \sum_{m=1, N} Z_{m, i}(\theta_Z) |\alpha, I, J, M_I, M_J\rangle \quad (8)$$

其中, $Z_{m, i}$ 为以 $|\alpha, I, J, M_I, M_J\rangle$ 为基的展开系数。记基态中第 i 个塞曼态的能量为 E_i , 波函数为 $|\Phi\rangle$, 激发态中第 j 个塞曼态的能量为 E'_j , 波函数为 $|\Phi'\rangle$, 当能级 i 向能级 j 跃迁时, 跃迁频率由 $E'_j - E_i$ 给出, 相对强度定义为^[6]

$$I_{rel, q}(i, j) = | \langle \Phi' | Q_q | \Phi \rangle |^2 / | \langle \alpha', J' || Q || \alpha, J \rangle |^2 \quad (9)$$

其中, Q 为电四极算符, Q_q 为电四极算符的第 q 个分量。在 $|\alpha, I, J, M_I, M_J\rangle$ 表象, 可导出

$$I_{rel, q}(i, j) = \left| \sum_{\substack{m=1, N \\ n=1, N}} \delta_{M_I(m), M_I(n)} (-1)^{J'-M_J(n)} \begin{bmatrix} J' & 2 & J \\ -M_J(n) & q & M_J(m) \end{bmatrix} Z_{mi}(B_Z) Z'_{nj}(B_Z) \right|^2 \quad (10)$$

式中 $[\]$ 为 $3j$ 系数。计算中所用常数如下表(表中带* 者为计算值)^[7]:

Table 1. Constant values with respect to computation

	A /MHz	g_J	g_I
$6^2S_{1/2}$	2298.16	2.0025	0.000399
$5^2D_{3/2}$	22.5	1.20*	—

3 结果与讨论

图2为理论计算得到的Cs原子 $6^2S_{1/2}$ 、 $5^2D_{3/2}$ 超精细能级塞曼分裂结构。由于Cs原子 $6^2S_{1/2}$ 、 $5^2D_{3/2}$ 态的超精细塞曼能级分裂较多且随磁场的变化较复杂, 计算中应注意能级量子数的标定。采用四个量子数来标定这两个态能级, 即弱场中的好量子数 F 、 M_F 和强场中的好量子数 M_I 、 M_J 。弱场中能级的分裂近似呈线性, 可以根据能级的排列顺序确定量子数 F 、 M_F , 而量子数 M_I 、 M_J 的确定则需根据波函数来决定, 若该波函数在某一基矢上投影的绝对值近似 1, 则该基矢的 M_I 、 M_J 值就是该能级的 M_I 、 M_J 值。由于激发态 $5^2D_{3/2}$ 能级的超精细相互作用常数小, 相同 M_J 超精细能级间距小, 在强场中约 2~ 70 MHz, 在能级图中分辨不开。而基态 $6^2S_{1/2}$ 能级中相同的 M_J 的超精细子能级间距在磁场中达到稳定时约 0.9~ 1.6 GHz, 在图 2 中可清晰地分辨出。

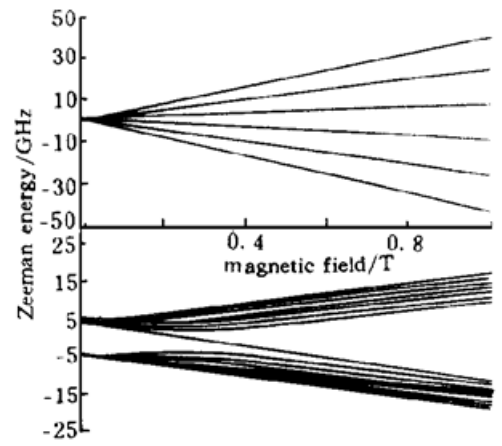


Fig. 2 Hyperfine Zeeman energy structure of Cesium $6^2S_{1/2}$ 、 $5^2D_{3/2}$

Cs 原子 $6^2S_{1/2}$ 、 $5^2D_{3/2}$ 两态的超精细磁偶极相互作用强度相差两个量级, 导致它们在磁场中塞曼分裂行为的差别。对于 $5^2D_{3/2}$ 态, 由于超精细结构常数 A 小, 弱场区的范围也相应地很小 ($B_Z < 0.0020T$)。在这一区域, $5^2D_{3/2}$ 态塞曼子能级按 F 量子数分为 6 组, 能级的分裂近似于线性; 当磁场逐渐加强, 能级进入超精细结构解耦区, 这时各能级出现明显的交错, 角动量 I 逐渐从总角动量中解耦出来, 直至 I 完全解耦, 这时磁场强度约为 0.2000 T; 当 $B_Z > 0.2000 T$ 时, $5^2D_{3/2}$ 态进入强场区, 这个区域子能级按 M_J 量子数分为 6 组, 每组 8 个, 每组内子能级间的间距基本不随磁场的加强而改变。而 $6^2S_{1/2}$ 态的弱场区范围却达到 0.1 T 附近, 在这之前子能级近似线性分裂; 然后进入超精细结构解耦区, I 逐渐解耦, 在此区域部分能级随磁

场的加强呈非线性发展;直到 $B_z > 1.0000\text{ T}$ 后, $6^2S_{1/2}$ 态才进入强磁场区,各组子能级的间距基本保持不变。整个过程中, $6^2S_{1/2}$ 的子能级都没有出现交错。由以上的分析可知,当磁场在 $0.3000\text{ T} \sim 1.0000\text{ T}$ 范围时,激发态 $5^2D_{3/2}$ 处于强场中而基态处于超精细解耦区且已有相当程度的解耦。研究的磁场强度范围就在这个场强范围之内,因而理论计算 Cs 原子 $6^2S_{1/2} \rightarrow 5^2D_{3/2}$ 跃迁相对强度时,采取了无耦合表象并相应地应用了超精细解耦后的电四极跃迁选择定则。

实验中激光垂直于磁场射入热离子二极管中,激发光的偏振方向为垂直和水平两个方向,分别对应着 σ 激发和 π 激发,从激发光的入射及偏振方向可得出,本实验中出现的电四极跃迁谱线的选择定则将: σ 跃迁 $\Delta M_I = 0, \Delta M_J = \pm 2$; π 跃迁 $\Delta M_I = 0, \Delta M_J = \pm 1$ 。其中 $\Delta M_I = 0, \Delta M_J = 0$ 跃迁的谱线由于本实验的激发光方向与磁场垂直而不在实验中出现。

图 3 和图 4 分别为理论计算得到的在不同磁场下的 Cs 原子 $6^2S_{1/2} \rightarrow 5^2D_{3/2}$ 跃迁和 π 跃迁的谱图。理论计算中采用的线宽是模拟的实验谱线宽。图 3 中 0.9000 T 谱线上所标数码分别对应着: 1、4 簇为 $M_J = \mp 1/2$ 到 $M'_J = \pm 3/2$ 的跃迁, 2、3 簇为 $M_J = \pm 1/2$ 到 $M'_J = \pm 5/2$ 的跃迁。图 4 中 0.9000 T 谱线上所标数码分别代表: 1、4 簇为 $M_J = \mp 1/2$ 到 $M'_J = \pm 1/2$ 的跃迁, 2、3 簇为 $M_J = \pm 1/2$ 到 $M'_J = \pm 3/2$ 的跃迁。由理论谱图可以看出,这些谱图近似呈对称分布。随着磁场的增强,混合在一起的谱线逐渐分开,谱图中出现一簇簇的谱线,每簇谱线对应于上下能级一组 M_J 量子数之间的跃迁,而每簇谱线中的八条谱线则对应于基态不同 M_I 超精细能级到激发态的跃迁。可以看出,同簇谱线的相对强度十分相近,不同簇的谱线则强度相差较大,且强度较大的谱线簇对应向着 $5^2D_{3/2}$ 态 $|M'_J|$ 较大能级的跃迁。

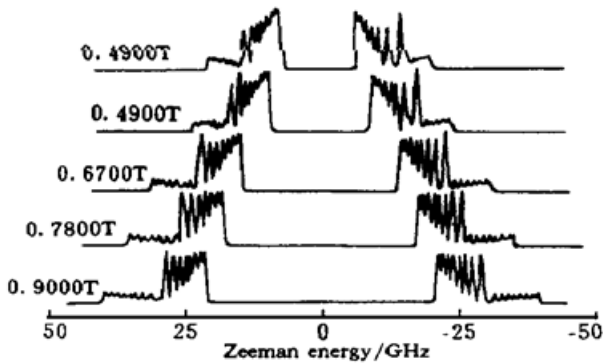


Fig. 3 Zeeman spectrum of Cesium $6^2S_{1/2} \rightarrow 5^2D_{3/2}$ electronic hyperfine σ transition of theoretic calculation in different magnetic fields

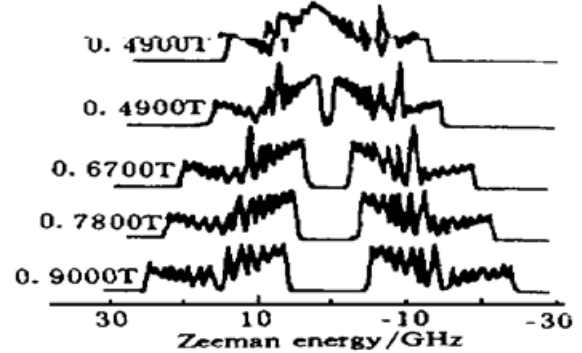


Fig. 4 Zeeman spectrum of Cesium $6^2S_{1/2} \rightarrow 5^2D_{3/2}$ electronic hyperfine π transition of theoretic calculation in different magnetic fields

图 5 和图 6 为当磁场强度为 0.4900 T 时, σ 和 π 跃迁理论谱图与相应的实验谱图的对比情况。可以看出,理论谱图中几簇强度较大的谱线(图 5 中的 3、6 和 2、7 簇和图 6 中的 2、5 和 3、4 簇)分布形态,相对强度和波长位置均与实验谱图符合得很好。但是,在相应实验谱图中的几组弱谱线簇(图 5 中的 1、8 和 4、5、图 6 中的 1、6)按上述超精细解耦的理论计算是不应出现的谱线簇,图 5 所示 σ 谱中的 1、8 簇对应于 $\Delta M_J = \pm 3$ 和 ± 1 的跃迁;图 6 所示 π 谱中的 1、6 簇对应着 $\Delta M_J = \pm 2$ 的跃迁,它们均违反了超精细解耦情况下的四极跃迁选择定则。作者认为这几组谱线的出现是由于 Cs 原子 $6^2S_{1/2}$ 态非完全解耦所造成。若考虑在磁场强度为 0.4900 T 时, $6^2S_{1/2}$ 态尚处于相对较“弱”的磁场中,其 M_J 不是完全的好量子数,而其 M_F 可在一定程度上考虑为好量子数。于是,图 5 中 1、8 簇谱线对应着 $\Delta M_F = \pm 2$ 的跃迁,这时,由于有 $\Delta M_I = \mp 1$,致使 $\Delta M_J = \pm 3$ 。同理,图 5 中的 4、5 簇谱线和图 6 中的 1、6 簇谱线则

分别对应着 $\Delta M_F = \pm 2$: $\Delta M_J = \pm 1$, $\Delta M_I = \pm 1$ 和 $\Delta M_F = \pm 1$: $\Delta M_J = \pm 2$, $\Delta M_I = \mp 1$ 的跃迁。即从基态非完全解耦的角度考虑, 这几簇谱线的出现均符合于电四极跃迁对于 ΔM_F 的耦合态选择定则, 从图中可见这几簇谱线的强度比相应的几簇主要谱线小得多(称之为次级谱线)。这说明, 在实验的磁场强度下, 基态 $6^2S_{1/2}$ 处在从超精细部分解耦到完全解耦的过程中, 因此前述无耦合表象的理论处理基本正确。在图 5 和图 6 的理论谱图中, 作者已按非完全解耦的观点对几簇次级谱线进行了谱线波长的计算(这时每簇谱线中的超精细谱线只有七条, 其相对强度是按实验模拟的), 可见谱线位置和间隔均与实验谱图符合得很好。对电四极跃迁超精细塞曼谱中次级谱的成功实验观测表明了本实验方法的极高灵敏度。事实上, 作者在实验中曾将光电离方法换成普通的碰撞电离方法, 然后进行了比较, 结果信噪比降低约 50 倍。这时, 连主要谱线中较弱的谱线(图 5 中的 2、7 簇和图 6 中的 2、5 簇)也只能隐约可见。

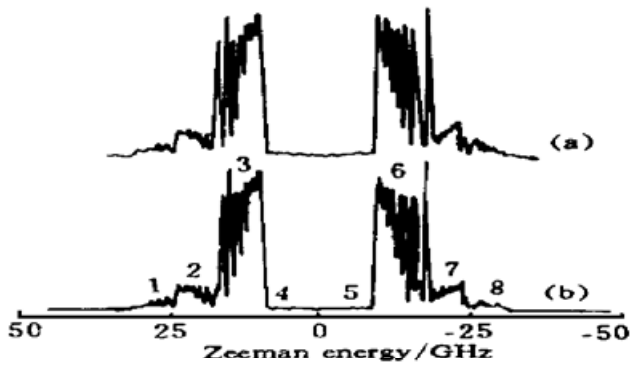


Fig. 5 The comparison of theoretic and experimental spectrum of cesium $6^2S_{1/2} \rightarrow 5^2D_{3/2}$ electronic hyperfine π transition, $B = 0.4900$ T. (a) experimental spectrum, (b) theoretic spectrum

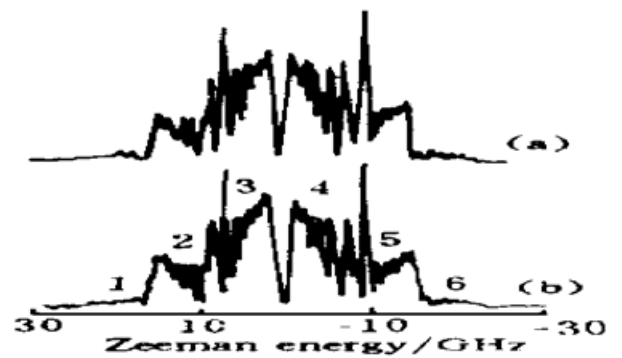


Fig. 6 The comparison of theoretic and experimental spectrum of cesium $6^2S_{1/2} \rightarrow 5^2D_{3/2}$ electronic hyperfine σ transition, $B = 0.4900$ T. (a) experimental spectrum, (b) theoretic spectrum

为考察 Cs 原子 $6^2S_{1/2} \rightarrow 5^2D_{3/2}$ 电四极跃迁塞曼谱随磁场的演化, 选择其 π 谱中的两簇主要谱线 ($M_J = -1/2$ 到 $M'_J = 1/2$ 及 $M_J = 1/2$ 到 $M'_J = 3/2$ 跃迁) 进行了实验跟踪测量, 并与相应的理论计算谱比较, 结果示于图 7。从图 7 中可看出, 这两簇谱线随着磁场的增强而逐渐向短波方向移动, 同时 $M_J = -1/2$ 到 $M'_J = 1/2$ 跃迁谱线簇与 $M_J = 1/2$ 到 $M'_J = 3/2$ 跃迁谱线簇的重叠越来越少直到完全分开, 图中磁场强度从弱到强时, 谱线簇中一条异常增高谱线(“ \leftarrow ”所指的谱线)逐渐向左移动并最后移出 $M_J = 1/2$ 到 $M'_J = 3/2$ 跃迁谱线簇之外, 就是这一演化过程的反映。图 7 所示两簇谱线中某一谱线的异常增高现象是由于从基态 $6^2S_{1/2}$ 到激发态 $5^2D_{3/2}$ 的 $M'_J = 1/2$ 和 $M'_J = 3/2$ 子能态跃迁谱线的偶然重叠造成。从图 7 可看出, 对于该簇谱线在磁场中的演化, 实验测量和理论计算符合得很好。

从上述结果及分析可知, 当采用 Cs 原子 $6^2S_{1/2} \rightarrow 5^2D_{3/2}$ 电四极跃迁作为高激发态高分辨外场光谱研究的第一步激发手段时, 这一级激发谱线的选择对研究结果有重要影响。从上述结果及分析可以看出, 在所研

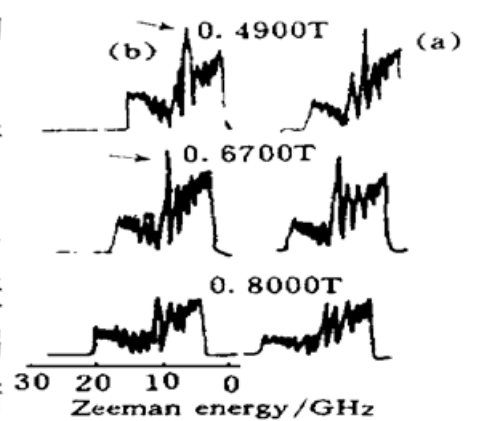


Fig. 7 Cesium $6^2S_{1/2} \rightarrow 5^2D_{3/2}$ electronic hyperfine π transition from $M_J = -1/2$ to $M'_J = 1/2$ and $M_J = 1/2$ to $M'_J = 3/2$ in different magnetic fields. (a) experimental spectrum, (b) theoretic spectrum

究的磁场范围内: 从实验信号强度考虑, 对 σ 谱应采用 $M_J = \pm 1/2$ 到 $M'_J = \pm 5/2$ 的跃迁, 对 π 谱应采用 $M_J = \pm 1/2$ 到 $M'_J = \pm 3/2$ 的跃迁; 而从高激发态的性质考虑, 利用 σ 光激发到 $M'_J = \pm 5/2$ 态可进一步激发高角动量的高激发态(如进一步用 π 光激发到 $l \geq 3$ 的高激发态)以研究原子的类氢外场特性。利用 π 光激发到 $M'_J = \pm 1/2$ 态可进一步激发低角动量的高激发态(如进一步用 π 光激发可得到包括 $l = 0$ 的态)以研究原子的非氢外场特性; 从高激发态的纯度考虑, 在所有情况下均应避免使用重叠的混合态。

结 论 本文对 Cs 原子 $6^2S_{1/2} \rightarrow 5^2D_{5/2}$ 电四极跃迁的塞曼光谱进行了系统研究, 得到理论和实验一致的结果, 表明在本文研究的磁场强度范围中, 可以运用文中所采用的近似方法对电四极跃迁进行理论处理。对实验谱与理论谱的差异进行了讨论, 认为其形成原因是由于上下两能级的超精细结构常数的巨大差异导致上下两能级在同一磁场下处于不同的相对磁场强度所造成; 本文还给出了两级激发高分辨外场光谱方法中对第一级激发的选用原则。

参 考 文 献

- [1] 刘文瑜, 李白文. 强场中 Rydberg 原子的理论处理. 自然科学进展-国家重点实验室通讯, 1994, **4**(6) : 699~ 707
- [2] 龚顺生, 王嘉珉, 刘炳模等. 一种高分辨里德堡原子外场光谱实验方法. 光学学报, 1997, **17**(6) : 824 ~ 827
- [3] Sihong Gu, Shunsheng Gong, Bingmo Liu *et al.*. Experimental study of Cesium atom $n^2P_{3/2}$ Rydberg state polarizabilities by Doppler-free resonantly enhanced two-photon technique. *J. Phys. (B)*, 1997, **30** (3) : 467~ 472
- [4] S. S. Gong, W. Y. Liu, S. H. Gu *et al.*. Diamagnetic spectra of Rydberg Cs atoms. *Progress in Natural Science*, 1995, **5**(6) : 668~ 674
- [5] L. Windholz, M. Musso. Zeeman-and Paschen-back-effect of the hyperfine structure of the sodium D₂-line. *Z. Phys. (D)*, 1988, **8**(3) : 239~ 249
- [6] Robert D. Cowan. *The Theory of Atomic Structure and Spectra*. University of California Press, 1981. 442~ 455
- [7] E. Arimondo, M. Inguscio, P. Violino. Experimental determinations of the hyperfine structure in the alkali atoms. *Rev. Mod. Phys.*, 1977, **49**(1) : 31~ 76

Hyperfine Zeeman Spectra of Cesium Atoms $6^2S_{1/2} \rightarrow 5^2D_{5/2}$ Electric Quadrupole Transition

Ma Dashe Gong Shunsheng Liu Bingmo
Gu Sihong Li Baiwen

(Wuhan Institute of Physics and Mathematics, The Chinese Academy of Sciences, Wuhan 430071)

(Received 6 November 1997)

Abstract Hyperfine Zeeman spectra of the cesium atoms $6^2S_{1/2} \rightarrow 5^2D_{5/2}$ electric quadrupole transition is studied experimentally by the thermionic diode and photoionization technique, corresponding calculations for the energy structure and relative intensity of the transition are conducted. The experimental and theoretical results are compared and discussed. The results of this study are significant to the efficient use of a high-resolution external field spectral method.

Key words electronic quadrupole transition, hyperfine Zeeman spectra, thermionic diode technique.