

磁场对氩原子 $\text{ArI}5\text{p}[3/2]_2$ 能态碰撞 消激发与碰撞消取向的影响^{*}

郑殷东

(杭州大学中心实验室, 杭州 310028)

李正直

(杭州大学物理系, 杭州 310028)

(1997 年 1 月 27 日收到)

在空心阴极放电激光诱导荧光实验中, 当加强外磁场于观察方向, 采用“魔角”激发, 对氩原子 $\text{ArI}5\text{p}[3/2]_2$ 能态, 外磁场强度越强, 则碰撞消激发速率越快, 而碰撞消取向速率反而越慢, 其总的效果是导致弛豫曲线的衰减速率随磁场强度增强而变缓. $\text{ArI}5\text{p}[3/2]_2$ 的自然能级寿命在不加外磁场情况下为 $120 \pm 5 \text{ ns}$.

PACC: 3200; 3250F

1 引 言

时间分辨激光诱导荧光技术是检测原子能级寿命的重要方法. 由于激发光的偏振和磁量子数选择定则, 上能态粒子数布居在磁量子数上具有取向性. 碰撞在进行消激发的同时也引发消取向, 使粒子数由集中于某一个或某几个 m 量子数向其他量子数作扩散. 因此, 辐射的荧光不仅反映上能态粒子数的多少, 也反映取向性的变化. 在与入射光方向成 90° 角观察偏振光的情况下(在观察方向加偏振片), 荧光强度作双指数衰减^[1,2]

$$I \sim \exp(-\Gamma(0)t) + (3\cos^2\beta - 1)\alpha(2)\exp(-\Gamma(2)t), \quad (1)$$

其中 $\Gamma(0)$ 为碰撞消激发衰减速率与能级自然衰减速率之和, $\Gamma(2)$ 为碰撞消取向衰减速率与能级自然衰减速率之和, $\alpha(2)$ 为非对称因子, 取决于初态、激发态和终态的 J 量子数, β 为入射光偏振方向与荧光偏振方向的夹角. 调节偏振片的偏振方向, 使 $\beta = 54.7^\circ$, 则有^[1,2]

$$I \sim \exp(-\Gamma(0)t). \quad (2)$$

$\beta = 54.7^\circ$ 称之为“魔角”. 以 $\beta = 54.7^\circ$ 角激发, 进行时间分辨激光诱导荧光实验, 称之为“魔角”激发. 此时弛豫曲线成单指数衰减, 对其取对数求出 $\Gamma(0)$, 再根据 Stern-Vollmer 零气压逼近法^[1]对不同气压下测出的 $\Gamma(0)$ 向气压为零方向作渐近线, 其在零气压处的截距, 即为能级的自然衰减速率 Γ , 其倒数 $1/\Gamma$ 则为能级寿命.

^{*} 实验工作完成于德国基尔大学实验物理系.

以上情况在假定碰撞是影响能级衰减的唯一因素时成立. 如有外磁场存在, 则会引起塞曼振荡 (Zeeman beats)^[1,2]. 加外磁场于观察方向, 有^[1]

$$I \sim \exp(-\Gamma t) \left\{ \exp(-\Gamma_0^{\text{coll}} t) + \frac{1}{2} \alpha(2) \exp(-\Gamma_2^{\text{coll}} t) \right. \\ \left. \times [(3\cos^2\beta - 2) + 3\cos^2\beta \cos 2\Omega t] \right\}, \quad (3)$$

其中 Γ 为能级自然衰减速率, Γ_0^{coll} 为碰撞消激发衰减速率, Γ_2^{coll} 为碰撞消取向衰减速率, $\Omega = g_j \mu_B B / \hbar$ 为拉莫尔频率, g_j 为朗德劈裂因子, μ_B 为玻尔磁子, $\hbar$ 为普朗克常数, B 为磁场强度. 在这一情况下, 虽采用“魔角”激发, 曲线仍为双指数衰减曲线. 令 $\beta = 54.7^\circ$, 有

$$I \sim \exp(-\Gamma t) \left[\exp(-\Gamma_0^{\text{coll}} t) + \frac{1}{2} \alpha(2) \exp(-\Gamma_2^{\text{coll}} t) \times (\cos 2\Omega t - 1) \right]. \quad (4)$$

当磁场足够强, 以至于塞曼振荡周期 $T = \frac{\pi}{\Omega}$ 短于激发光脉冲宽度, 则在激发时间内有 $\cos 2\Omega t = \text{常量}$. 实验上观察不到塞曼振荡, 塞曼振荡被压缩而略去^[2], 此时便有

$$I = A_1 \exp(-\Gamma t) [\exp(-\Gamma_0^{\text{coll}} t) + A_2 \exp(-\Gamma_2^{\text{coll}} t)], \quad (5)$$

其中 A_1 和 A_2 为不随时间变化的常量. (5) 式即为本实验在强磁场条件下所得曲线的数学表达式.

本文除再次证实 1991 年首次由 Schade^[3] 提出的采用强磁场消除塞曼振荡会导致碰撞消激发速率加快这一论点外, 还发现磁场会引起碰撞消取向速率减慢, 并使总弛豫速率变缓.

2 实 验

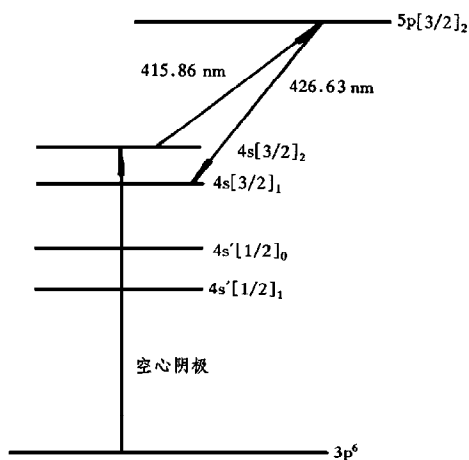


图 1 汞原子部分能级图

实验框图见文献[1]. 空心阴极放电使汞原子亚稳态 $4s[3/2]_2$ 得到布居 (见图 1), 然后用准分子激光抽运的染料激光 (415.8 nm) 把处于亚稳态的粒子布居到上能态 $5p[3/2]_2$, 再用光电倍增管在与激光入射方向成 90° 角方向记录其 $5p[3/2]_2 \rightarrow 4s[3/2]_1$ 跃迁 (426.63 nm). 荧光探测采用单光子检测技术, 分一部分激光到光电二极管. 该二极管发出的信号, 经鉴别器 1 鉴别后, 输到时间至脉冲高度转换器的 Start 输入端, 作为时间零点. 荧光信号经单色仪到光电倍增管, 再经放大后到鉴别器 2, 鉴别器 2 鉴别后输出的标准脉冲经延时调节后, 输到时间至脉冲高度转换器的 Stop 端, 作为光子产生时

间. 收到 Start 信号与 Stop 信号之间的时差, 决定了该 Stop 信号 (该光子) 应计数在多少道的那一时间道上. 调节延时使 Stop 信号总是滞后 Start 信号. 这个延时调节相当于零点调

节.把光强控制在一定范围之内,以使单脉冲激光激发产生的光子数小于 1.实验上一般以 7 到 10 个 Start 信号出现一个 Stop 信号为最佳.无数个 Stop 信号(一般约为 10000 个)的统计分布在多道中就恢复出一条完整的弛豫曲线,见图 2 和图 3.

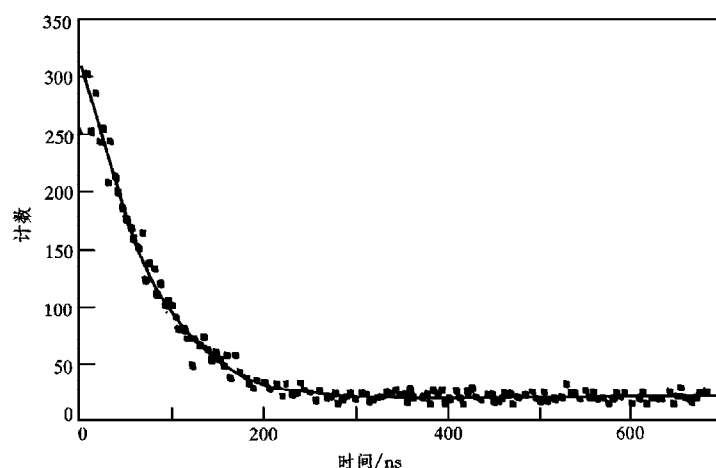


图 2 气压为 40 Pa, 磁场强度为 $5.57 \times 10^{-3} \text{ T}$, 双指数拟合 $1/(\Gamma + \Gamma_0^{\text{coll}}) = 47 \text{ ns}$;
 $1/(\Gamma + \Gamma_2^{\text{coll}}) = 44 \text{ ns}$

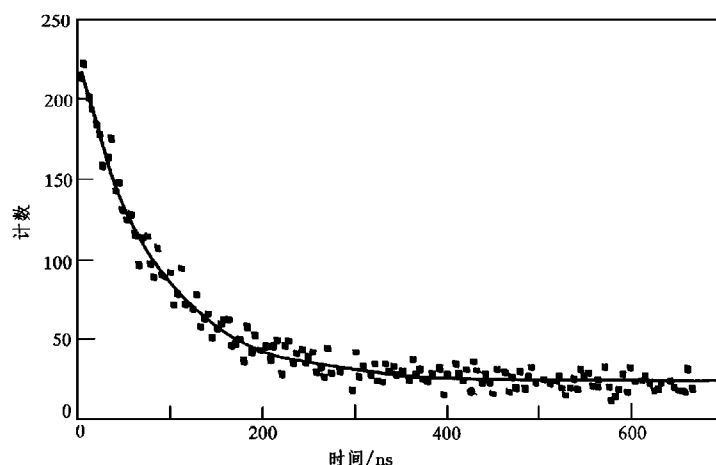


图 3 气压为 20 Pa, 无外磁场, 单指数拟合 $1/(\Gamma + \Gamma_0^{\text{coll}}) = 85 \text{ ns}$

实验中空心阴极的脉冲放电触发与脉冲激光触发之间的时差需作适当设定.应在氩原子亚稳态得到最佳布居和放电强光正好消失时使激光进行 $\text{ArI4s}[3/2]_2 \rightarrow \text{ArI5p}[3/2]_2$ 的抽运.本实验中以放电触发后 17—20 μs 滞后触发激光为最佳.

一对 Helmholtz 线圈加在放电管的两侧,在线圈中加电流,即可产生沿观察方向的磁场.

每一条曲线的数字信号都存于计算机磁盘中,把数据读入计算机,即可由有关软件作曲线拟合处理.

3 结果与讨论

加磁场条件下所得曲线按(5)式由计算机进行最小二乘法拟合,可得 $\Gamma + \Gamma_0^{\text{coll}}$ 和 $\Gamma + \Gamma_2^{\text{coll}}$, 其中一条拟合曲线见图 2. 对无外磁场条件下所得曲线作单指数拟合(因采用“魔角”激发), 得 $\Gamma + \Gamma_0^{\text{coll}}$ (其中一条拟合曲线见图 3), 再用 Stern-Vollmer 零气压趋近法, 对不同气压下所得数值作渐近线, 可得 Γ . 而 $\tau = 1/\Gamma = 120 \pm 5 \text{ ns}$. 该寿命值与文献[4]($125 \pm 10 \text{ ns}$), [5]($130 \pm 13 \text{ ns}$)和[6]($124 \pm 3 \text{ ns}$)报道的实验值相近, 而与文献[7](98 ns), [8](104 ns)和[9](104 ns)报道的理论值更为接近. 在以上所得 $\Gamma + \Gamma_0^{\text{coll}}$ 和 $\Gamma + \Gamma_2^{\text{coll}}$ 中减去 Γ , 即可得 Γ_0^{coll} 和 Γ_2^{coll} . 与磁场关系曲线见图 4 和图 5. 由图 4 和图 5 可见, Γ_0^{coll} 随 B 的增强而

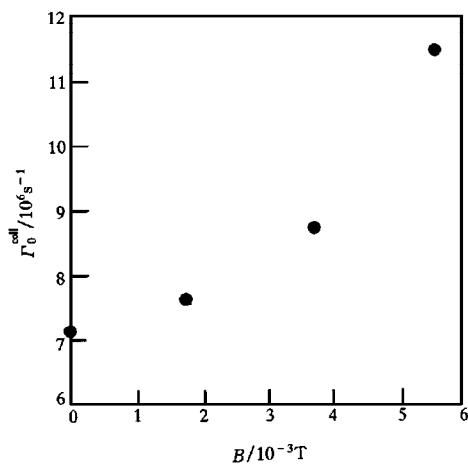


图 4 气压为 40 Pa, Γ_0^{coll} 随 B 的变化

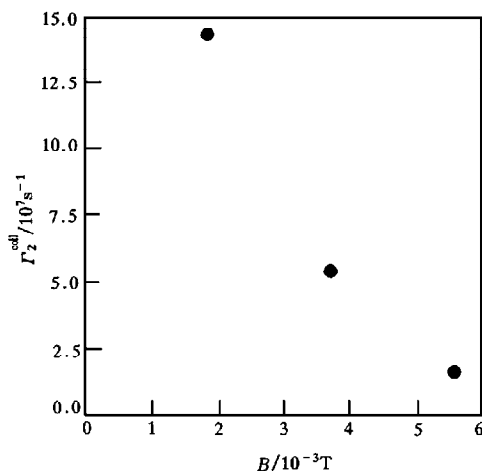


图 5 气压为 40 Pa, Γ_2^{coll} 随 B 的变化

增大, 但 Γ_2^{coll} 却随 B 的增强而减小. 这说明磁场强度增强, 碰撞消激发速率增大, 而碰撞消取向速率则反而减小, 把加磁场条件下所得曲线拟合于单指数 $I \sim \exp(-t/\tau_B)$, 则 τ_B 随 B 的变化如图 6 所示. 图 6 表明曲线衰减至其 $1/e$ 处的时间 τ_B 随 B 的增强而加长, 即弛豫随 B 的增强而变缓.

本实验先用空心阴极放电, 使氩原子处于亚稳态, 然后用染料激光对其高能态 $5p[3/2]_2$ 进行选择激发. 避免了电子束实验中会出现的级联过程, 实验方法更为可靠. 因选用的气压较低, 也可排除自吸收的影响. 实验误差在 5% 以内^[9].

我们所加的外磁场产生的拉莫尔频率分别为 271, 542 和 813 MHz. 对应的塞曼振荡周期分别为 11.6, 5.8 和 3.9 ns. 激发光脉冲宽度为 10 ns. 因此, 可采用 $\overline{\cos^2 \Omega t} = \text{常量}$, 即塞曼振荡被压缩而略去这一近似. 在实验曲线上除在加 $1.86 \times 10^{-3} \text{ T}$ 磁场强度曲线上可发现微小塞曼振荡痕迹外, 其余均观察不到有关现象. 同一实验条件下所得各曲线之间的

相对偏差在有磁场条件下小于 5%, 在无磁场条件下则不超过 2%.

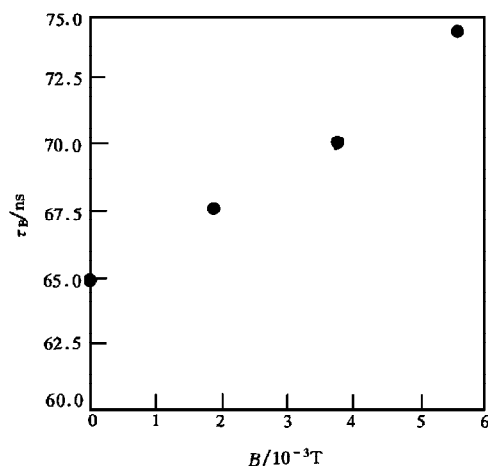


图 6 曲线弛豫速率随磁场强度变化情况

由于气体放电所产生的一些带电体在磁场作用下会产生扰动, 使得带电体与氩原子的碰撞机会加大. 磁场越强, 扰动越快, 碰撞机会越多, 由此可解释碰撞消激发的加快. 至于碰撞消取向速率的减小或许是由于磁场引起的塞曼分裂. 该分裂使得选择激发时只有某一 m 量子数的上能态得到布居, 而在受到碰撞时则较难在不同 m 量子数之间进行能量转移. 磁场越强, 能级裂距越大, 跃迁所受到的能量守恒的制约也越大, 这是我们对这一现象的初步解释.

作者之一郑殷东感谢德国基尔大学实验物理系 Helbig 教授和 Schade 博士所提供的实验条件和对本工作的指导与帮助.

- [1] W. Schade, L. Wolejko, V. Helbig, *Phys. Rev.*, **A47**(1993), 2099.
- [2] P. Hannaford, R. M. Lowe, *Opt. Eng.*, **22**(1983), 532.
- [3] W. Schade, M. Reath, eds. M. Ducloy *et al.*, Tenth International Conference on Laser Spectroscopy (Font-Romeu, France, 1991).
- [4] P. Erman, S. Hult, *Phys. Scripta*, **17**(1978), 473.
- [5] Yu. I. Malakhov, V. G. Polyomkin, *Opt. Spectrosc.*, **32**(1972), 129.
- [6] J. Z. Klose, *J. Opt. Soc. Am.*, **58**(1968), 1509.
- [7] R. A. Lilly, *J. Opt. Soc. Am.*, **66**(1976), 245.
- [8] M. Aymar, *Physica*, **57**(1972), 178.
- [9] W. Schade, B. Mundt and V. Helbig, *Phys. Rev.*, **A42**(1990), 1454.

MAGNETIC INTERFERE TO THE COLLISION DEPOPULATION AND DISALIGNMENT OF $\text{ArI5p}[3/2]_2$

ZHENG YIN-DONG

(*Central Laboratory, Hangzhou University, Hangzhou 310028*)

LI ZHENG-ZHI

(*Department of Physics, Hangzhou University, Hangzhou 310028*)

(Received 27 January 1997)

ABSTRACT

In hollow cathode discharge laser-induced fluorescence experiment, when a strong external magnetic field is applied in the direction of observation and “magic angle” excitation method is adopted, to $\text{ArI5p}[3/2]_2$, we find that the stronger the magnetic field, the faster the collision depopulation rates, but the slower the collision disalignment rates. On the whole, the decay rates of the curves become slower with the increase of the magnetic field strength. The natural lifetime of $\text{ArI5p}[3/2]_2$ was measured to be 120 ± 5 ns under the condition without an external magnetic field.

PACC: 3200; 3250F