

# 高激发 Stark 能级寿命的计算\*

蒋孟衡 张 森

(浙江大学物理系, 杭州 310027)

(1993年10月25日收到)

用零场下 Rydberg 态波函数为基矢, 在空间展开求得 Stark 能态的波函数, 进而计算了  $\kappa$  原子  $n=15$ ,  $|m_l|=1$  的 Stark 簇在  $l$  混合区各能态自发辐射速率及环境黑体辐射引起的受激跃迁速率, 讨论了 Stark 能级寿命与外电场强度及环境温度的关系。

PACC: 3260S

## 1 引 言

近年来, 对原子高激发态在强外电场中的效应进行了很多研究工作。这些工作主要集中在精确测定 Stark 能级位置<sup>[1]</sup>, 观察 Stark 位移和谱线展宽<sup>[2]</sup>, 以及研究零场电离限附近的光谱共振结构等<sup>[3,4]</sup>。对 Stark 能级寿命的研究, 则仅见文献[5]中对 Rb 和 Na 原子给出的部分实验结果, 这些结果未考虑环境黑体辐射对 Stark 原子实际寿命的影响。

在一般的原子激发态寿命计算中, 由于各允许跃迁能态之间的能量差值  $\hbar\omega$  较大, 对应的室温或光谱实验区域环境温度黑体辐射光子数密度  $\bar{n}_\omega = 1/[\exp(\hbar\omega/kT) - 1]$  数值较小 ( $\hbar\omega \gg kT$ ), 因此黑体辐射产生的受激跃迁对激发态寿命的影响比起自发辐射跃迁来, 大多存在数量级上的差别, 通常可以忽略不计。但随着激发态能级位置的升高, 原子的能级密度越来越大, 相应的跃迁频率与黑体辐射频率可以相比拟时, 例如对原子的高 Rydberg 态, 黑体辐射导致的粒子再布居速率迅速增大, 以至达到甚至超过自发辐射的速率, 此时, 黑体辐射对原子能态的实际寿命便可产生显著的甚至是决定性的影响。

在我们所考察的 Stark 能级情况下, 外加的静电场一方面使原本简并的同一主量子数的不同  $l$  子能态解除简并, 产生新的 Stark 能级结构, 能态密度大大增加, 态与态之间的能量差值减小; 另一方面, 外电场的存在使得能态之间发生强烈混合, 无外电场情况下的各偶极跃迁禁戒解除, 各能态包括零场下的各高  $l$  能态之间均可产生光学跃迁, 在这种情况下, 黑体辐射对能态寿命的影响就不能不予以考虑。

对原子 Rydberg 态的寿命测量已有不少报道。Aymar 等人对 Ba 原子  $6snd^1, ^1D_2$  系列能级寿命测量中<sup>[6]</sup>, 为降低环境黑体辐射对实验的影响, 采取了用液氮冷却铜屏包围激光与原子作用区的办法, 测量结果与理论计算符合得较好。Gallagher 等人则从理论

\* 国家自然科学基金资助的课题。

上先考虑黑体辐射的影响<sup>[7,8]</sup>, 然后对实验测量结果进行修正。两种方法给出的结果都为我们对黑体辐射与原子高激发态的相互作用提供了直接和可靠的认识。

本文将给出一种方法计算 Stark 能级的自发辐射寿命及黑体辐射导致的粒子在各激发能级间的再布居作用, 并给出对 K 原子  $n=15$ ,  $|m_l|=1$  各 Stark 能级的计算结果, 进而期望在 Stark 能态寿命的实验测量中考虑到环境温度黑体辐射的影响, 对测量结果进行适当的修正。

## 2 理论方法

对于考察的原子能级  $|n\rangle$ , 影响其寿命的主要有三部份因素: (1) 向较低能态的自发辐射; (2) 由于环境温度下黑体辐射引起的向各个容许能态包括电离阈值以上的连续态的受激跃迁; (3) 碰撞等其它过程引起的布居数弛豫衰减。在光谱实验中, 通常采用真空室中的低密度原子束样品, 第三类因素影响较小, 可忽略不计。这样

$$1/\tau_n = \sum_{n' < n} A_{nn'} + \sum_{n' \neq n} B_{nn'} \rho_{nn'} + \int dE B \rho, \quad (1)$$

式中  $A_{nn'}$  为从  $|n\rangle$  到  $|n'\rangle$  能态的自发跃迁几率, 求和遍及能量  $E_{n'}$  低于  $|n\rangle$  态能量  $E_n$  的所有能级。

$$A_{nn'} = \frac{4e^2 \omega_{nn'}^3}{3\hbar c^3} \cdot |r_{nn'}|^2, \quad (2)$$

$$\omega_{nn'} = (E_n - E_{n'})/\hbar, \quad (3)$$

$B_{nn'}$  为从  $|n\rangle$  到  $|n'\rangle$  能态的受激跃迁系数,  $\rho_{nn'}$  为对应的黑体辐射能量密度

$$B_{nn'} \rho_{nn'} = \frac{4e^2 \omega_{nn'}^3}{3\hbar c^3} \cdot \frac{|r_{nn'}|^2}{\exp(\hbar \omega_{nn'}/kT) - 1}. \quad (4)$$

第三项的积分对连续态进行, 位于正能区。对(1)式可作如下改写:

$$\begin{aligned} 1/\tau_n &= \sum_{n' < n} (A_{nn'} + B_{nn'} \rho_{nn'}) + \left( \sum_{n' > n} B_{nn'} \rho_{nn'} + \int dE B \rho \right) \\ &= 1/\tau_1 + 1/\tau_2. \end{aligned} \quad (5)$$

这样, 我们将能态寿命分作了两部分, 一部份  $1/\tau_1$  仅与待考察态  $|n\rangle$  以下的诸能态有关, 另一部分  $1/\tau_2$  则由  $|n\rangle$  态以上诸能态包括电离阈值以上的连续态所决定。

对原子高激发态的寿命, 可以用延迟脉冲场电离的方法测定。实验中选定脉冲电场的幅值, 原子激发到待测定能态后, 施加脉冲电场使被测能态及其以上各能态的原子电离, 能量低于被测能态的原子不被电离。改变原子的光激发与场电离之间的延迟时间, 测得的电离讯号幅值随延迟时间的衰减即为被测能态及其以上各能态(包括连续态)上原子数随时间的衰减, 由衰减曲线即可直接求得能态寿命。

由实验方法中可以看出, 测量得到的离子信号实际已包括了由于黑体辐射引起的布居到较高能态包括电离阈值以上的粒子数, 因此信号的衰减主要由向较低能态的自发跃迁和受激跃迁所引起, 即

$$1/\tau_{exp} = 1/\tau_1 = \sum_{n' < n} (A_{nn'} + B_{nn'} \rho_{nn'})$$

$$= \sum_{n' < n} \frac{4e^2 \omega_{nn'}^3}{3\hbar c^3} \cdot \left[ 1 + \frac{1}{\exp(\hbar\omega_{nn'}/kT) - 1} \right] \cdot |r_{nn'}|^2. \quad (6)$$

至于  $1/\tau_2$  部份, 本文暂时不予考虑。

对于所要考虑的外电场中原子的 Stark 能态, 需要计算的一是 Stark 能态的位置  $E_n, E_{n'}$ , 二是与原子上下能态波函数相关的  $|r_{nn'}| = |\langle n|r|n'\rangle|$  矩阵元。

有关碱金属原子 Rydberg 态 Stark 结构的能态位置, Zimmerman 等人给出了一种计算方法<sup>[9]</sup>, 所得结果与实验符合得很好。本文将采用这一方法。

Zimmerman 等人假定, 在外电场中, 高激发原子最外层激发电子处于外电场和离子实的势能场中, 势能场近似为库仑场。另外, 矩阵元的非对角元项随着对应两态能量差值的增大而迅速衰减。前一个假定给出了势函数的表达式, 后一个假定保证计算可以在一定能态范围内进行。这样系统的单粒子哈密顿量为

$$H = -\frac{1}{2} \nabla^2 - \frac{1}{r} + FZ, \quad (7)$$

$F$  为外加静电场。本征方程为

$$\left( -\frac{1}{2} \nabla^2 - \frac{1}{r} + FZ \right) \psi(r) = E\psi(r), \quad (8)$$

$E$  为能量本征值。为求解这一问题, 首先将外电场的作用看作微扰, 求解纯库仑场中 Rydberg 态的本征波函数。这里可直接利用原子 Rydberg 态能量的实验数据, 代入相应方程中, 并采用 Numerov 数值计算方法<sup>[10]</sup>, 即可求得零场下各能态的波函数  $|n, l, m\rangle$ , 在此零场波函数基矢下, 外电场微扰矩阵元为

$$\langle n, l, m | FZ | n', l', m' \rangle = \delta_{nn'} \delta_{l, l' \pm 1} \cdot F \cdot \langle l, m | \cos\theta | l', m' \rangle \langle n, l | r | n', l' \rangle, \quad (9)$$

式中径向部份由数值计算结果给出, 角度部份可由角动量理论给出为

$$\langle l, m | \cos\theta | l-1, m \rangle = [(l^2 - m^2)/(2l+1)(2l-1)]^{1/2}, \quad (10)$$

$$\langle l, m | \cos\theta | l+1, m \rangle = \{[(l+1)^2 - m^2]/(2l+1)(2l+3)\}^{1/2}. \quad (11)$$

微扰矩阵元与零场下各能态的本征值组合, 即得到外电场中原子的哈密顿量, 采用 Jacobi 方法将其对角化<sup>[11]</sup>, 新的对角元即为 Stark 能态的位置  $E_n$ 。

Zimmerman 等人的工作给出了 Stark 能态的能级位置。要计算能态寿命, 尚需求得 Stark 能态的波函数。我们进一步将求得的 Stark 能态本征能量代回其本征方程(8)中

$$H\psi_n(r) = E_n\psi_n(r). \quad (12)$$

将本征波函数  $\psi_n(r)$  用零场下 Rydberg 态波函数展开

$$\psi_n(r) = \sum_{n', l', m'} C^*(n', l', m') |n', l', m'\rangle. \quad (13)$$

将前已算出的哈密顿量代入(12)式, 再将(13)式代入, 展开得到一线性方程组, 求解即得到各混合系数  $C^*(n', l', m')$ , 至此即求得用零场波函数为基矢展开表示的 Stark 能态波函数形式。

理论上说求混合系数  $C^*(n', l', m')$  应考虑原子零场中的所有能态, 但实际上仅当能态位置邻近时其值方值得考虑。因此, 在 Stark 能级的  $l$  混合区内<sup>[9]</sup>, 我们求混合系数局

限于每一 Stark 簇内部。实际上在  $n$  混合区时也仅需增加上下相邻的 Stark 簇内各能态作基矢亦就足够。

采用混合系数展开法求得了各 Stark 能态的波函数,由此即可计算出径向矢量矩阵元  $\langle n|r|n'\rangle$ , 进而求得 Stark 能态的寿命。

### 3 计算结果及讨论

我们选取碱金属原子 K 为样品, Stark 簇的主量子数  $n$  选为 15, 两步激发路径为  $4s^2 \rightarrow 4s5p \rightarrow 4s15l$ , 终态磁量子数  $|m_l|$  选为 1。这里 Stark 能态仍用其对应零场下

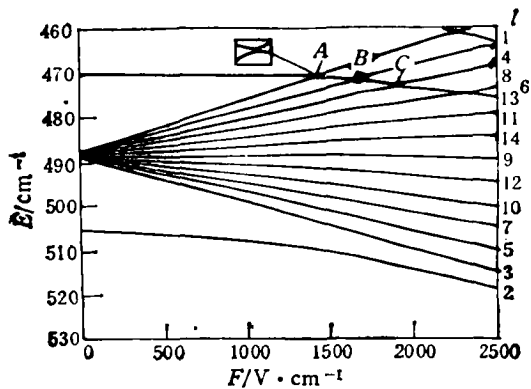


图1 K原子 Stark 能级图 ( $n=15, |m_l|=1$ ) 右侧为各态对应零场下  $l$  量子数

Rydberg 态的量子数来标志,虽然在此  $l$  量子数已完全失去原有的物理意义。

图1给出K原子  $n=15, |m_l|=1$  的 Stark 簇中各能态位置随外加静电场的演化.由于  $17p$  态量子亏损  $\delta=1.712$ , 故  $17p$  态接近  $n=15$  Stark 簇.  $15d, 15f$  态量子亏损分别为  $0.267, 0.010$ , 它们在零场中均为非简并态.  $l \geq 4$  的各态量子亏损作为零, 零场下能级简并。

在 Stark 图上,各 Stark 能态的能级位置并非按零场下对应的  $l$  值依次排列. 图1的右侧注明了各态对应的零场

下  $l$  值. 值得注意的是  $17p$  态随外电场的变化,弱场时其演变按二阶 Stark 效应,只有很小的位移. 在外电场  $F=1400\text{V/cm}$  附近,  $17p$  与  $l=4$  的 Stark 能态相遇,这里计算步长值取得较大时 ( $\Delta F > 50\text{V/cm}$ ) 得到两能级相互交叉穿过<sup>[9]</sup>, 经减小步长 ( $\Delta F < 10\text{V/cm}$ ) 仔细计算,发现实际具有抗交叉性质. 由于两个能态在靠近时的相互作用,能位演化方向完全互换,  $17p$  态沿原  $l=4$  能态的演化方向继续行进,而  $l=4$  能态则取代  $17p$  地位,以致在  $F=1600\text{V/cm}$  附近与  $l=8$  能级相遇,再次发生抗交叉现象,能位互换,如此传递下去. 这一计算结果与文献[9]中给出的结果存在差异。

在  $F=2250\text{V/cm}$  时,  $n=15$  Stark 簇中最上面的  $17p$  态与  $n=16$  Stark 簇(图中未画出)的最下一能态 ( $16d$ ) 相遇,能级的抗交叉又迫使  $17p$  的演化方向发生改变. 在此点以后,不同  $n$  的各能态发生混合,进入  $n$  混合区. 此点以前则为  $l$  混合区,能态混合主要发生在相同  $n$  不同  $l$  各子能态之间. 在下面的计算中,最大外电场取为  $F=2000\text{V/cm}$ , 因此,展开系数可仅限于同一 Stark 簇内。

我们取实验区域环境温度  $T=300\text{K}$ , 在此温度下 K 原子  $n=15, |m_l|=1$  的 Stark 簇中各能态自发辐射速率与黑体辐射导致的向下跃迁速率及其比值列于表1中. 表1中给出的寿命  $\tau$  即为按(6)式计算的  $\tau_1$  值. 从表1中可以看到,在我们所考察的几种电场强度下,  $300\text{K}$  时黑体辐射速率与自发辐射速率之比  $B\rho/A$ , 对  $l=1$  能态在  $0.5-1.7$  之间,  $l=2, 3, 4, 12, 13, 14$  六个能态在  $0.1-0.5$  之间,其余各态均在  $0.1$  以下,

也即是说对大部分能态黑体辐射对寿命的影响并不大,但对影响最大的  $l = 1$  能级,黑体辐射产生的下跃迁速率可以大于自发辐射速率。

为了与 K 原子已有的寿命值比较,用本文计算方法在零场中对  $l = 1, 2, 3$  能态得出  $T = 300\text{K}$  时的寿命分别为 7.5, 7.4, 3.0 $\mu\text{s}$ , 与 Theodosior<sup>[2]</sup> 给出的  $T = 355\text{K}$  时 K 原子 17p, 15d, 15f 态的寿命值 7.0, 6.5, 2.5 $\mu\text{s}$  比较,本文的计算值较高,这与未考虑黑体辐射产生的受激上跃迁作用的预期结果一致。其中 f 态在电场很小时寿命急剧加大,是否由于能位靠近 Stark 簇,在很低电场下即受邻近态的强烈干扰,有待进一步研究。

表 1  $T = 300\text{K}$  时 K 原子  $n = 15, |m_l| = 1$  各 Stark 能态自发辐射速率、受激辐射速率及

$$\text{能态寿命 } A = \sum_{n' < n} A_{nn'}, B\rho = \sum_{n' < n} B_{nn'} \rho_{nn'}, \tau = 1/(A + B\rho)$$

| 1 | $B\rho/10^4 \cdot \text{s}^{-1}$<br>$A/10^4 \cdot \text{s}^{-1}$<br>$\tau/\mu\text{s}$ | $F/V \cdot \text{cm}^{-1}$ |       |       |       | 1  | $B\rho/10^4 \cdot \text{s}^{-1}$<br>$A/10^4 \cdot \text{s}^{-1}$<br>$\tau/\mu\text{s}$ | $F/V \cdot \text{cm}^{-1}$ |      |      |      |
|---|--|----------------------------|-------|-------|-------|----|--|----------------------------|------|------|------|
|   |  | 500                        | 1000  | 1500  | 2000  |    |  | 500                        | 1000 | 1500 | 2000 |
| 1 | $B\rho$  | 2.92                       | 2.71  | 0.826 | 1.30  | 8  | $B\rho$  | 5.91                       | 6.91 | 8.02 | 8.50 |
|   | $A$  | 5.79                       | 5.77  | 0.626 | 0.778 |    | $A$  | 110                        | 119  | 128  | 178  |
|   | $B\rho/A$  | 0.50                       | 0.47  | 1.32  | 1.67  |    | $B\rho/A$  | 0.05                       | 0.06 | 0.06 | 0.05 |
|   | $\tau$   | 12                         | 12    | 69    | 48    |    | $\tau$   | 0.86                       | 0.79 | 0.73 | 0.54 |
| 2 | $B\rho$  | 2.62                       | 2.35  | 1.87  | 1.23  | 9  | $B\rho$  | 5.89                       | 5.96 | 6.10 | 6.28 |
|   | $A$  | 4.59                       | 4.82  | 4.94  | 3.97  |    | $A$  | 107                        | 111  | 116  | 123  |
|   | $B\rho/A$  | 0.57                       | 0.49  | 0.38  | 0.31  |    | $B\rho/A$  | 0.06                       | 0.05 | 0.05 | 0.05 |
|   | $\tau$   | 14                         | 14    | 15    | 19    |    | $\tau$   | 0.89                       | 0.86 | 0.82 | 0.78 |
| 3 | $B\rho$  | 0.233                      | 0.235 | 0.220 | 0.294 | 10 | $B\rho$  | 9.78                       | 9.41 | 9.28 | 9.29 |
|   | $A$  | 1.79                       | 1.14  | 1.05  | 2.40  |    | $A$  | 150                        | 149  | 154  | 162  |
|   | $B\rho/A$  | 0.13                       | 0.21  | 0.21  | 0.12  |    | $B\rho/A$  | 0.07                       | 0.06 | 0.06 | 0.06 |
|   | $\tau$   | 49                         | 75    | 79    | 37    |    | $\tau$   | 0.63                       | 0.63 | 0.61 | 0.58 |
| 4 | $B\rho$  | 0.801                      | 1.37  | 5.92  | 1.74  | 11 | $B\rho$  | 14.9                       | 15.5 | 16.1 | 16.7 |
|   | $A$  | 4.88                       | 5.73  | 51.2  | 6.16  |    | $A$  | 175                        | 183  | 190  | 198  |
|   | $B\rho/A$  | 0.16                       | 0.24  | 0.12  | 0.28  |    | $B\rho/A$  | 0.09                       | 0.08 | 0.08 | 0.08 |
|   | $\tau$   | 18                         | 14    | 1.8   | 13    |    | $\tau$   | 0.53                       | 0.50 | 0.49 | 0.47 |
| 5 | $B\rho$  | 0.941                      | 0.829 | 0.799 | 0.830 | 12 | $B\rho$  | 21.7                       | 21.4 | 21.4 | 21.4 |
|   | $A$  | 20.1                       | 17.3  | 16.8  | 19.5  |    | $A$  | 210                        | 211  | 216  | 222  |
|   | $B\rho/A$  | 0.05                       | 0.05  | 0.05  | 0.04  |    | $B\rho/A$  | 0.10                       | 0.10 | 0.10 | 0.10 |
|   | $\tau$   | 4.8                        | 5.5   | 5.7   | 4.9   |    | $\tau$   | 0.43                       | 0.43 | 0.42 | 0.41 |
| 6 | $B\rho$  | 1.77                       | 2.13  | 2.56  | 10.1  | 13 | $B\rho$  | 36.2                       | 37.6 | 38.6 | 39.7 |
|   | $A$  | 37.6                       | 41.4  | 44.5  | 36.1  |    | $A$  | 267                        | 279  | 290  | 302  |
|   | $B\rho/A$  | 0.05                       | 0.05  | 0.06  | 0.03  |    | $B\rho/A$  | 0.14                       | 0.13 | 0.13 | 0.13 |
|   | $\tau$   | 2.5                        | 2.3   | 2.1   | 0.27  |    | $\tau$   | 0.33                       | 0.32 | 0.31 | 0.29 |
| 7 | $B\rho$  | 2.56                       | 2.34  | 2.26  | 2.26  | 14 | $B\rho$  | 47.0                       | 47.5 | 48.0 | 48.3 |
|   | $A$  | 64.3                       | 62.7  | 67.2  | 76.4  |    | $A$  | 275                        | 282  | 290  | 298  |
|   | $B\rho/A$  | 0.04                       | 0.04  | 0.03  | 0.03  |    | $B\rho/A$  | 0.17                       | 0.17 | 0.17 | 0.16 |
|   | $\tau$   | 1.5                        | 1.5   | 1.4   | 1.31  |    | $\tau$   | 0.31                       | 0.30 | 0.30 | 0.29 |

图 2 给出对应于表 1 的各能态寿命  $\tau$  随外电场强度的变化 (图中增加了  $F = 250$ ,

750, 1250, 1750 V/cm 的计算值)。

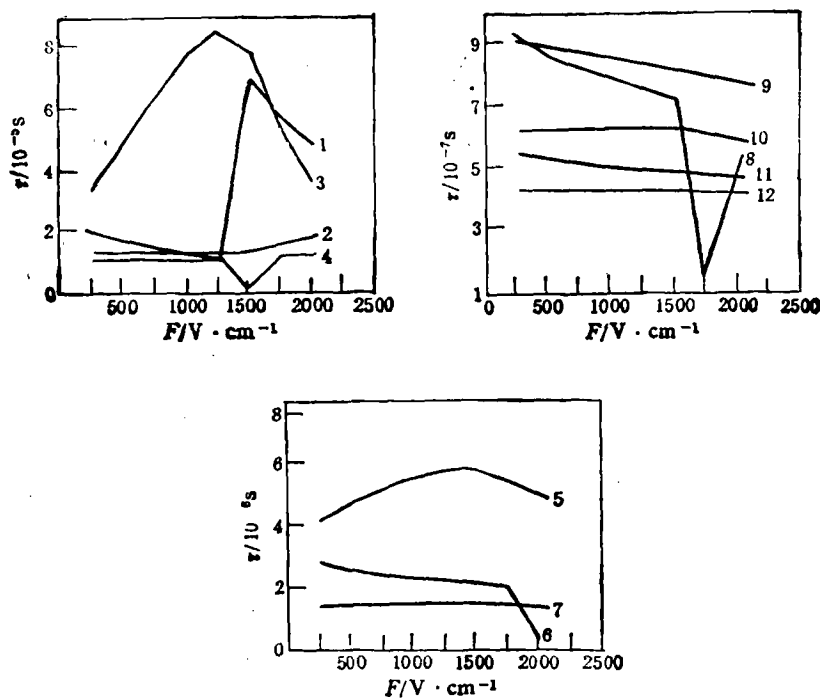


图 2 Stark 能级寿命随外电场强度的变化 ( $T = 300\text{K}$ )

对照图 1 和图 2 可见, 位于 Stark 簇中间部分的  $l = 7, 9, 10, 11, 12, 13, 14$  诸能态在  $l$  混合区内受其它能态的干扰较小, 寿命随  $l$  增大而递减, 并且随外电场的增大, 其寿命均平缓地略有减小. 而位于 Stark 簇上下边缘的  $l = 1-5$  能态的寿命变化则较复杂, 其中位于 Stark 簇下边沿的  $l = 2$  能态随外电场增强寿命略有上升, 从图 1 中可以看到, 与  $l = 2$  能态邻近的是  $l = 3$  能态, 其寿命大于  $l = 2$  能态, 外电场增强至  $F = 1250\text{V/cm}$  以后, 由于两态混合度增加, 导致  $l = 2$  能态寿命增大, 而  $l = 3$  能态寿命呈现急速减小的趋势, 并且寿命的减小也波及到邻近的  $l = 5$  能态。

在 Stark 簇上边沿部份, 存在三个抗交叉点 (图中的  $A, B, C$ ), 分别涉及  $l = 1, 4, 8, 6$  能态. 对照图 2 可见, 在抗交叉点附近, 涉及到的能态寿命均发生比较急剧的变化, 并且抗交叉的上下两能级寿命变化趋势相反. 例如图 2 中  $A$  点,  $F = 1400\text{V/cm}$ , 涉及的能态为 1, 4, 对应地图 2 中  $F = 1250\text{V/cm}$  处态 1 寿命迅速增大, 而态 4 寿命急剧下降,  $B$  点  $F$  值接近  $1600\text{V/cm}$ , 涉及能态 4, 8, 对应地图 2 中  $F = 1500\text{V/cm}$  处态 4 寿命增大, 而态 8 寿命下降.  $C$  点接近  $1900\text{V/cm}$ , 涉及能态 8, 6, 图 2 中  $F = 1750\text{V/cm}$  处态 6 寿命下降, 态 8 寿命上升. 这种抗交叉点附近能态寿命的变化规律恰与文献 [13, 14] 中报道的两能态在抗交叉点前后振子强度大小互换的规律相印证. 由于能态寿命的急剧改变源自抗交叉点附近能态间的强烈混合, 这种强烈混合在接近抗交叉点处已经开始, 因此图 2 中能态寿命开始急剧变化处的  $F$  值均低于图 1 中能级抗交叉点处的  $F$  值. 不过, 由于图 2 中计算数据的  $F$  值间隔较大 (每步增大  $250\text{V/cm}$ ), 仅能显示寿命随外电场

变化的趋势, 给出的寿命开始急剧变化处的  $F$  值并不精确。

图 3 给出 Stark 簇中几个典型能态寿命随环境温度的变化。图 3 中显示随着温度升高各能态寿命均明显下降, 这与温度升高黑体辐射增强的预期效果一致。温度升高时,  $l=1$  能态在外电场较大时受到的影响最大, 这与其黑体辐射跃迁速率与自发辐射速率比值较大直接相关, 而对应比值较低的高  $l$  能态寿命随作用区环境温度的变化则较小。

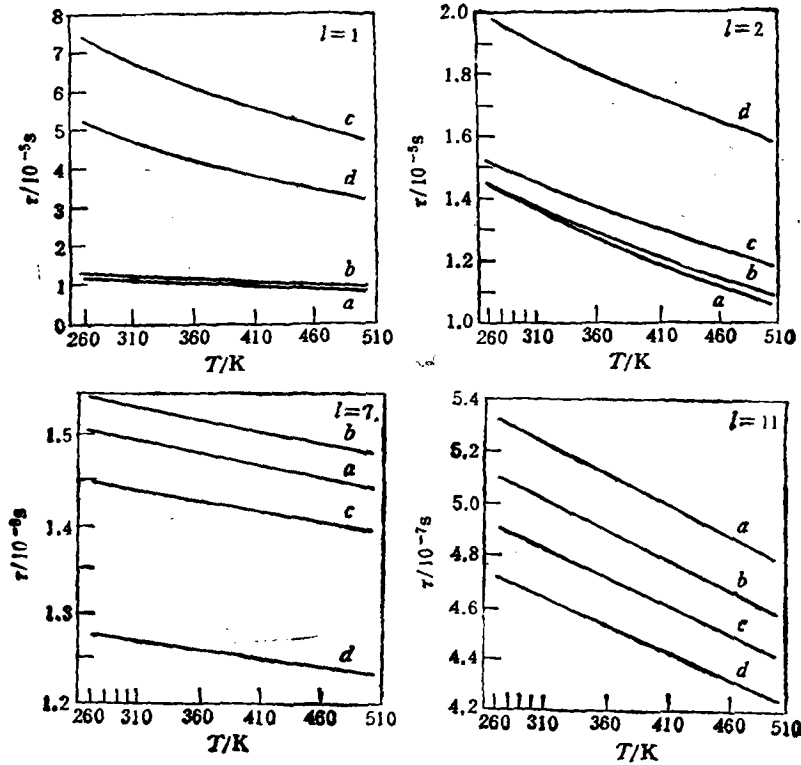


图 3 环境温度对 Stark 能态寿命的影响 a 为  $F=500\text{V/cm}$ ; b 为  $F=1000\text{V/cm}$ ; c 为  $F=1500\text{V/cm}$ ; d 为  $F=2000\text{V/cm}$

本文修改定稿时与戴长建副教授作了有益的讨论。舒晓武博士生为本文计算了零场下  $17p$ ,  $15d$ ,  $15f$  态的寿命值。特致谢意。

- [1] P.F. Brevet, M. Pellarin and J.L. Vialle, *Phys. Rev.*, **A42**(1990), 1460.
- [2] H.G. Adler, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **45**(1991), 11.
- [3] A.K. Kazansky, V.N. Ostrovsky and D.A. Telnov, *J. Phys. B*, **23**(1990), L433.
- [4] A. Koniq, J. Neukammer, H. Hieronymus and H. Rinneberg, *Phys. Rev.*, **A43**(1991), 2402.
- [5] S.Feneuille, S. Liberman, E. Lue-Koenig, J. Pinard and A. Taleb, *J. Phys. B*, **15**(1982), 1205; P. Menicholl, T. Bergeman and H. J. Metcalf, *Phys. Rev.*, **A37**(1988), 3302.
- [6] M. Aymar, R.J. Champeau, C. Delsart and J.C. Keller, *J. Phys. B*, **14**(1981), 4489.
- [7] T.F. Gallagher, W. Sandner, K.A. Safinya and W.E. Cooke, *Phys. Rev.*, **A23**(1981), 2065.
- [8] W.E. Cooke and T.F. Gallagher, *Phys. Rev.*, **A21**(1980), 588.
- [9] M.L. Zimmerman, M.G. Littmen, M.M. Kash and D. Kleppner, *Phys. Rev.* **A20**(1979), 2251.
- [10] J.M. Blatt, *J. Comput. Phys.*, **1**(1967), 378.

- [11] A. Ralston and H.S. Wilf, *Mathematical Method for Digital Computers* (Wiley, New York, 1962), chap.7.  
[12] C. E. Theodosiou, *Phys. Rev.*, **A30** (1984), 2881.  
[13] H. Rinneberg, J. Neukammer *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **55**(1985), 382.  
[14] R.R. Freeman and G.C. Bjorklund, *Phys. Rev. Lett.*, **40**(1978), 118.

## CALCULATION OF LIFETIMES OF THE HIGHLY EXCITED STARK LEVELS

JIANG MENG-HENG ZHANG SEN

(Department of Physics, Zhejiang University, Hangzhou 310027)

(Received 25 October 1993)

### ABSTRACT

The Wave functions of Stark levels are derived by using the zero-field wave functions of Rydberg states. Based on this, the rates of spontaneous radiations and stimulated emission produced by blackbody radiation are calculated for the Stark levels of  $n = 15$ ,  $|m_l| = 1$  manifold of K atom within the  $l$ -mixing region. The dependences of the lifetimes of Stark levels on the electric field strength and the environmental temperature around the atoms are discussed.

PACC: 3260S