

电子束激励的三原子准分子动力学

郭 振 华

(华中工学院)

F.K. 梯特尔 W.L. 小威尔逊 R. 沙瓦尔布莱

(美国莱斯大学)

提要: 研究了在短脉冲电子束激发高压稀有气体卤化物之后, 三元子准分子的形成和淬灭过程。三原子准分子的形成被看作是: 主要通过三体碰撞的产物(其中包括双原子准分子在内作为先驱粒子)。报导了三体形成常数和 Xe_3Cl 、 Xe_2Br 、 Xe_2F 被稀有气体、缓冲气体和卤化物施主碰撞消激励的淬灭速率以及三原子准分子的辐射寿命。

Kinetics of electron beam-pumped triatomic excimers

Guo Zhenhua

(Huazhong Institute of Technology)

F.K. Tittel, W.L. Wilson, Jr., R. Sauerbrey

(Rice University, USA)

Abstract. The formation and quenching processes of triatomic excimers following short duration electron beam excitation of high pressure rare gas halide mixtures have been investigated. Formation of triatomic excimers have been shown to occur mainly as the result of intermolecular reactions involving diatomic excimers as precursors. The three-body formation constants and quenching rates for collisional deexcitation of Xe_3Cl , Xe_2Br and Xe_2F by rare gas, buffer gas and halogen donors and lifetime of triatomic excimer are reported.

引 言

三原子稀有气体卤化物准分子 Rg_3X^* 有着陡峭变化的基态能级。它的宽带光跃迁和双原子准分子 RgX^* 的 $C \rightarrow A$ 光跃迁极为

相似。因此它也应该具有长波长方向宽广的发射谱带, 这类谱带将会发展成为连续可调谐激光。又因为三原子准分子的上下能级是属于束缚-自由型, 不会在下能级形成瓶颈效应, 所以辐射跃迁有着较高的效率。

收稿日期: 1982年8月16日。

三原子准分子激发态的存在,最初是通过观察与分析双原子准分子辐射的长波长部分而认出的^[1,2]。D.C.Lorents 等人首先把它作为双原子准分子损耗机理来处理^[3]。D.L.Huestis 等人首先提出这种三原子卤化物准分子可能成为可调谐激光器工作物质。后来 F.K.Tittel 等人利用电子束激发高压混合气体,得到了 Xe_2Cl^* 和 Kr_2F^* 在 520 毫微米和 435 毫微米的激光运转^[5~7]。本文根据大量实验数据,综合探讨一下 Xe_2Cl^* 、 Xe_2Br^* 和 Xe_2F^* 的形成机理和淬灭过程。

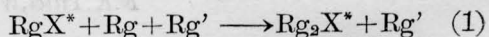
实验装置

实验装置的详情见文献[5]。混合气体由高纯度稀有气体 Ar (99.995%)、Xe (99.995%) 分别和卤化物施主 CCl_4 (99%)、 NF_3 (99.5%) 以及 $CHBr_3$ (99%) 等组成。把它们充入不锈钢反应室,用电子束(1兆电子伏,20毫微秒)从横向水平轰击。在光轴上最大电流密度约 200 安/厘米²,受轰击区域是 10 厘米×4 厘米²。光辐射由反应室两端的玻窗透出,用快速光电二极管或者光电倍增器接受到的光信号送给瞬时数字分析仪 (2912 Tektronix), 它能把信号的时间特性显示在荧光屏上。信号的时间积分特性和波长特性用附有光谱计 (Jarrel Ash) 的光学多通道分析仪直接测量 (OMA 1), 瞬时数字分析仪和多通道分析仪都和 DEC PDP 11/23 微处理计算机相连。计算机软件还可提供光电二极管信号的时间积分值和 OMA 输出信号在不同波长范围内的积分值。计算机和数字分析仪放置在屏蔽箱内。为了很好地分离双原子准分子光辐射和三原子准分子的光辐射,在光电二极管的受光面前方插入不同的滤光片,对双原子准分子的窄带辐射,选取相应波长的干涉滤光片 (Corning)。对于三原子准分子的长波长宽带辐射,则选取彩色玻璃滤光片。这种滤光片一般都有着相当陡的截止

曲线,以利于消除短波长信号的干扰。防止仪器过载的衰减片,其衰减值是 $10^{0.1} \sim 10^3$ 不等。仪器之间的电缆都是低损耗高频电缆 (Andrew), 允许传送 50 兆周的信号。实验人员与电子束发射区用含铅砖墙隔开。

理 论

由典型的双原子稀有气体卤化物准分子 RgX^* 的瞬时荧光波形和三原子准分子 Rg_2X^* 的瞬时荧光波形比较,我们可以看到 Rg_2X^* 的波形达到极值时, RgX^* 波形早已衰减到了接近零值(见图1)。因此可以设想 Rg_2X^* 是由 RgX^* 淬灭产生的, RgX^* 是 Rg_2X^* 的先驱粒子,其反应式可能是 $RgX^* + Rg \rightarrow Rg_2X^*$ 。但是,这种两体碰撞复合反应是不稳定的。因为在 RgX^* 与 Rg 的非弹性碰撞中,能量守恒虽然可以由内能的变化调节动能的转移和转化,但动量守恒定律却要求复合粒子必须转移动量差给第三者以后,复合粒子才能稳定下来,否则它又可能会分解或者根本就不可能形成复合粒子。因此,产生复合反应的碰撞过程至少要在三体之间进行才成。我们设它是下面的三分子反应:



其中 Rg' 与 Rg 一样是代表稀有气体, X 代表卤化物,*表示激发态。由(1)式我们可以

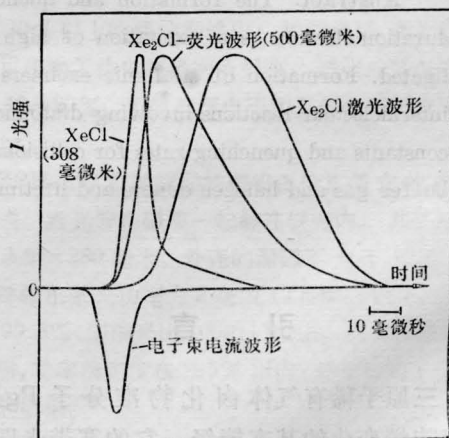


图 1

写出下列速率方程:

$$\frac{d(\text{Rg}_2\text{X}^*)}{dt} = K(\text{RgX}^*)(\text{Rg})(\text{Rg}') - \frac{(\text{Rg}_2\text{X}^*)}{\tau} \quad (2)$$

$$\tau^{-1} = \tau_{\text{Rg}_2\text{X}^*}^{-1} + K_d(D) + K_{\text{Rg}}(\text{Rg}) + K_{\text{Rg}'}(\text{Rg}') \quad (3)$$

其中 K 是三分子碰撞时 Rg_2X^* 产生的速率常数; τ 是 Rg_2X^* 的有效衰变常数, 小括号内的字母表示相应气体的粒子浓度 (或居留数密度); $\tau_{\text{Rg}_2\text{X}^*}$ 是相应三原子稀有气体卤化物准分子的辐射寿命; K_d 、 K_{Rg} 和 $K_{\text{Rg}'}$ 是混合气体中卤化物施主、稀有气体和缓冲气体对于 Rg_2X^* 淬灭的速率常数。(2)式的求解可以有几种不同的方法, 下面我们分别根据 Xe_2Cl^* 、 Xe_2Br^* 和 Xe_2F^* 的不同情况来加以说明。

1. XeCl 形成动力学

用电子束激励高压混合气体 $\text{Ar}/\text{Xe}/\text{CCl}_4$, 可以得到图 2 所示的波谱曲线。在高达 8 个大气压的氩气环境中, 当氙的分压为 200 托时, 存在着显著的长波长连续发射区。如前所述, 假设它是 Xe_2Cl^* 的发射谱。从图 1 看到, 中心波长为 308 毫微米的 XeCl^* 荧光强度衰减到很小时, Xe_2Cl^* 的荧光强度才达到峰值。因此, 我们可以说 Xe_2Cl^* 粒子是由反应室内的 XeCl^* 粒子与 Xe 分子通过碰撞复合产生的。实验显示 Xe_2Cl^* 的荧光强度随

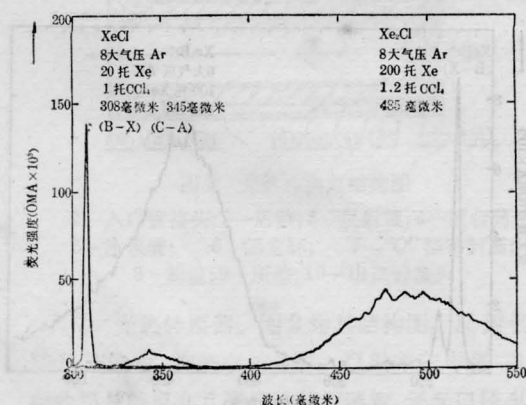


图 2

混合气体中 Xe 、 Ar 的分压增加而增加。所以复合成 Xe_2Cl^* 的碰撞反应, 应该是 XeCl^* 、 Xe 和 Ar 三分子之间的碰撞反应。由于 $\text{XeCl}^*(C \rightarrow A)$ 荧光强度太弱(图 2), 可以忽略不计, 所以我们只讨论 $\text{XeCl}^*(B \rightarrow X)$ 淬灭成 Xe_2Cl 的详细情况。

把 $\text{Rg} \sim \text{Xe}$, $\text{X} \sim \text{Cl}$, $\text{Rg}' \sim \text{Ar}$ 代入(2)(3)式得到:

$$\frac{d(\text{Xe}_2\text{Cl}^*)}{dt} = K_1(\text{XeCl}^*)(\text{Xe})(\text{Ar}) - \frac{(\text{Xe}_2\text{Cl}^*)}{\tau_1} \quad (4)$$

$$\frac{1}{\tau_1} = \frac{1}{\tau_{11}} + K(1, 1)(\text{CCl}_4) + K(2, 1)(\text{Xe}) + K(3, 1)(\text{Ar}) \quad (5)$$

实验上观察到的荧光强度和相应寿命之积应当和(4)式中的相应粒子数(Xe_2Cl^*)、(XeCl^*)成正比。当我们取极大值时, (4)式左边 $d(\text{Xe}_2\text{Cl}^*)/dt = 0$ 。对应于图 1 我们得到荧光强度 I 之间的关系为:

$$\frac{I_{500}}{I_{308}} = K_1 \tau_1 \frac{\tau_{308}}{\tau_{500}} (\text{Xe})(\text{Ar}) \quad (6)$$

其中 τ_{308} 是 XeCl^* 在 308 毫微米处的辐射寿命, 等于 16 毫微秒, τ_{500} 是 Xe_2Cl^* 在 500 毫微米处的辐射寿命, 等于 135 毫微秒。有效衰减常数 τ_1 , 每次试验中都进行了测量, 在 12% 的误差范围内基本上是个常数。图 3、4 示出了(6)式中 Xe 、 Ar 分气压与 I_{500}/I_{308} 的变化关系。实验上都得到了良好的线性关系, 特别是图 4 中, 对应 8 个大气压 Ar 得到的直线斜率大约是 2 个大气压 Ar 直线斜率的 4 倍。这就很好地证明了(6)式、(4)式的合理性, 从而可以说 Xe_2Cl^* 是由 XeCl^* 通过与 Xe 、 Ar 进行三体碰撞的三分子反应产生出来的。

如果把(6)式左边写成积分形式, 则有:

$$\int I_{500} dt / \int I_{308} dt = K_1 \tau_1 (\tau_{308} / \tau_{500}) (\text{Xe})(\text{Ar}) \quad (7)$$

此式左边分子分母的积分值都可通过光学多通道分析仪直接读出, 其结果也得到了很好的

线性关系。

由图 3、4 中直线的斜率求得 K_1 的值大约是 $1.2 \sim 1.6 \times 10^{-31}$ 厘米⁶·秒⁻¹。

Xe_2Cl^* 被 CCl_4 、Xe、Ar 淬灭的速率常数由 (5) 式求解。保持任两种气体恒定 (例如 Xe、Ar), 变化另一种气体 (例如 CCl_4) 的分压力, 则得到图 5 那样的线性关系, 它说明 Xe_2Cl^* 主要是通过光发射和两体碰撞而淬灭的。由不同的直线斜率求得了各个两体碰撞淬灭速率常数是 $K(1, 1)$ 为 6×10^{-10} 厘米³·秒⁻¹, $K(2, 1)$ 为 5×10^{-13} 厘米³·秒⁻¹, $K(3, 1)$ 为 3×10^{-14} 厘米³·秒⁻¹。显见卤化物施主对三原子准分子的淬灭是主要的。 Xe_2Cl^* 在 500 毫微米处的辐射寿命 τ_{Xe_2Cl} 可以由直线 (图 5) 在纵坐标轴上的截距算出是 135 毫微秒。

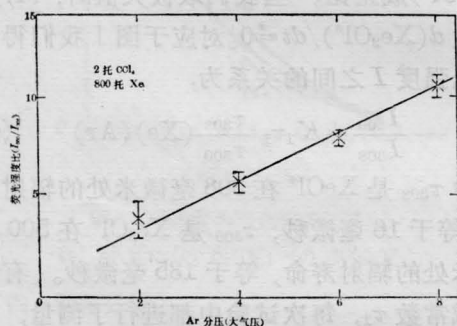


图 3

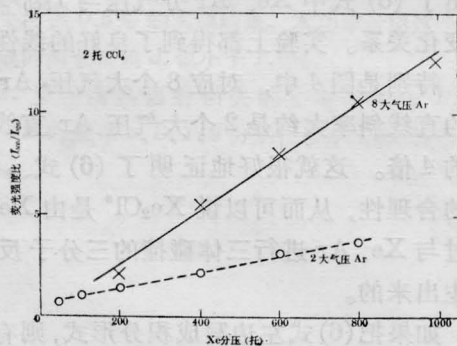


图 4

2. Xe_2Br^* 形成动力学

类似于对 Xe_2Cl^* 的讨论, 我们现在研究 Xe_2Br^* 在 440 毫微米附近的荧光发射。三原

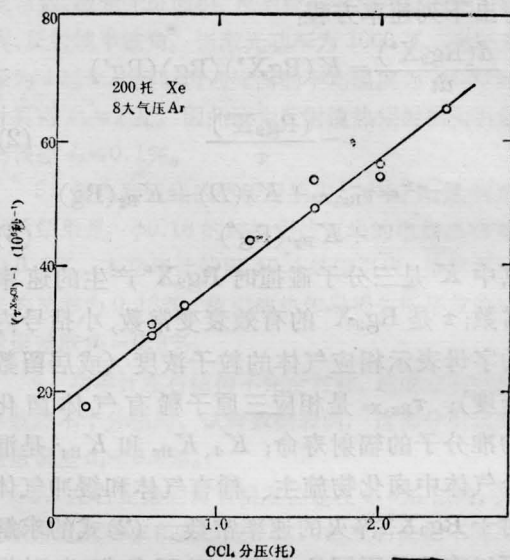


图 5

子准分子 Xe_2Br^* 的荧光发射谱已由 I.N. Kononov 等报导过^[8]。在我们的实验中, 曾使用过多种类型的溴化物施主 (例如 CBr_4 、 $CHBr_3$ 、 HBr 、 Br_2 、 CH_3Br 和 C_2H_5Br), 经过筛选, 以 $CHBr_3$ 比较合适, 因为它在室温下能够得到 20 托的饱和蒸气压力。

实验记录到的 Xe_2Br^* 荧光发射谱示于图 6。除了 $XeBr^*$ 在 282 毫微米、 Xe_2 在 291 毫微米的发射峰外, 在长波长方向 442 毫微米处也存在着一个宽广的连续发射区。很自然地我们会想到它是 Xe_2Br^* 的发射谱。现在我们就来分析它的形成机理, 以图进一步证明我们提出的模型的正确性。

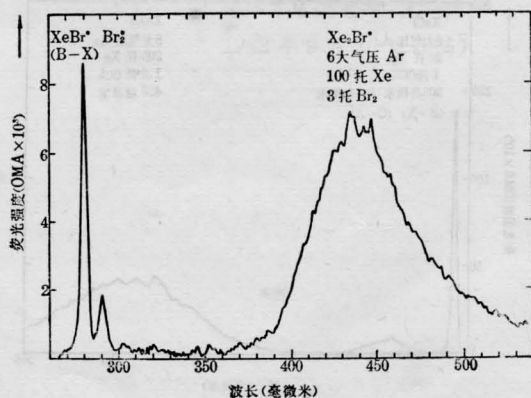


图 6

对于 6 个大气压 Ar/100 托 Xe/3 托 Br₂ 的混合气体, 用电子束横向激发时, 由于 Xe 分压甚低, 所以通过 Xe₂^{*} 产生 Xe₂Br^{*} 的可能性似乎不太大。因此, 我们仍可假定形成 Xe₂Br^{*} 的最重要反应还是 (1) 式所代表的三分子碰撞复合反应。如果把 Xe₂Br^{*} 和 XeBr^{*} 代入 (2)、(3) 式, 并用 CHBr₃ 作溴化物施主则得:

$$\frac{d(\text{Xe}_2\text{Br}^*)}{dt} = K_2(\text{XeBr}^*)(\text{Xe})(\text{Ar}) - \frac{(\text{Xe}_2\text{Br}^*)}{\tau_2} \quad (8)$$

$$\frac{1}{\tau_2} = \frac{1}{\tau_{22}} + K(1, 2)(\text{CHBr}_3) + K(2, 2)(\text{Xe}) + K(3, 2)(\text{Ar}) \quad (9)$$

用类似处理 Xe₂OI^{*} 的方法, 能够得到 K₂ 是 3.2 × 10⁻³¹ 厘米⁶·秒⁻¹, K(1, 2) 是 5.6 × 10⁻¹⁰ 厘米³·秒⁻¹, K(2, 2) 是 2.8 × 10⁻¹³ 厘米³·秒⁻¹, K(3, 2) 是 2 × 10⁻¹⁴ 厘米³·秒⁻¹, τ_{Xe₂Br^{*}} 是 (245 ± 30) 毫微秒。显而易见 CHBr₃ 对 Xe₂Br^{*} 的淬灭是主要的。

为了进一步验证我们设想的三体碰撞模型, 还可以对方程 (8) 进行数值积分, 然后把计算出的 Xe₂Br^{*} 荧光波形和实验上测量的波形进行对比。为此, 利用上述的各个数据, 采用欧勒方法对方程 (8) 数值积分。当光电二极管测得的 XeBr^{*} 荧光信号输入到瞬时数字分析仪后, 被分成时间间隔大约 4 × 10⁻¹¹ 秒的 512 个阵列进行运算。为了确保 XeBr^{*} 荧光测量值和 Xe₂Br^{*} 荧光测量值一一对应, 我们首先精心选择了用来分开紫外光与可见光的相干滤光片, 并严格校准了光电二极管的不同波长响应。然后, 我们使用同一套光电二极管, 交替改变其前面的滤光片进行反复地测量, 从而得到 XeBr^{*} 和 Xe₂Br^{*} 的对应荧光值。

数值积分结果如图 7 所示, 计算结果与实验上测得的 Xe₂Br^{*} 波形符合得相当好。这就从另一个方面也证明了我们设想的三原子

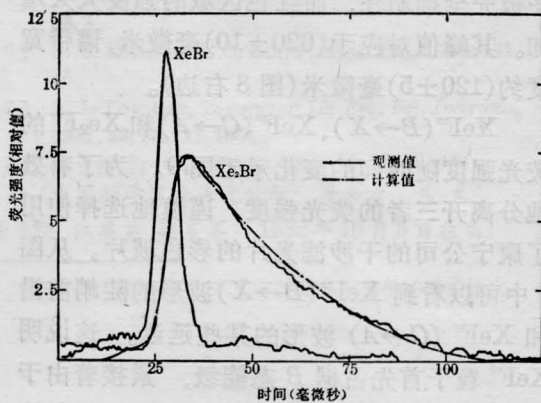


图 7

稀有气体卤化物准分子形成机理的正确性。

3. Xe₂F^{*} 形成动力学

Xe₂F^{*} 的形成比 Xe₂OI^{*}、Xe₂Br^{*} 要复杂一些, 因为 XeF^{*} 的 C 态能级 XeF(C, ²Π_{1/2}) 比较反常, 它比 B 态能级 XeF(B, ²Σ_{1/2}) 低大约 0.1 电子伏^[9]。所以 XeF(B) 态的粒子可以很容易地过渡到 XeF(C) 态上去, 反之亦然。图 8 示出了 XeF^{*} 和 Xe₂F^{*} 的荧光谱带。XeF^{*}(B → X) 的跃迁对应于波长 352 毫微米附近的窄带发射 (351 ~ 353 毫微米)。由于 XeF^{*}(C) 态和 XeF^{*}(B) 态的充分混和, 也导致了 XeF^{*}(C → A) 有着强烈的宽带发射 (480 ± 20 毫微米, 带宽约 60 毫微米)。当 8 个大气压 Ar、16 托 Xe、8 托 NF₃ 的混合气体中 Xe 的分压力甚低时 (小于 30 托), 红色连续谱带可以弱到完全忽略不计 (图 8 中间的曲线)。反之, 当我们把 Xe 分压大大升高到 600 托时 (最高 2.5 大气压), 蓝色连续谱几

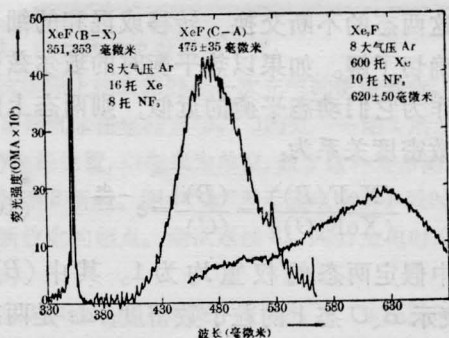


图 8

乎被完全抑制住, 而红色区域的强度大大增加。其峰值对应于(620±10)毫微米, 谱带宽度约(120±5)毫微米(图8右边)。

$\text{XeF}^*(B \rightarrow X)$ 、 $\text{XeF}^*(C \rightarrow A)$ 和 Xe_2F^* 的荧光强度随时间的变化示于图9。为了有效地分离开三者的荧光强度, 谨慎地选择使用了康宁公司的干涉滤光片的彩色玻片。从图9中可以看到 $\text{XeF}^*(B \rightarrow X)$ 波形的陡峭前沿和 $\text{XeF}^*(C \rightarrow A)$ 波形的某些延迟。这说明 XeF^* 粒子首先占据 B 态能级, 紧接着由于两态粒子的迅速混和, C 态上的粒子数很快急增, B 、 C 两态达到了平衡。实验显示, 在高压Ar背景下, 两能态的衰变基本上相同。而在 $\text{Xe} \sim \text{NF}_3$ 混合气体中, Xe分压超过100托时, $\text{XeF}^*(B \rightarrow X)$ 跃迁与 $\text{XeF}^*(C \rightarrow A)$ 跃迁有着严格相同的时间变化关系。因此, 我们可以设想两态混和也许与Xe的关系更为密切一些。

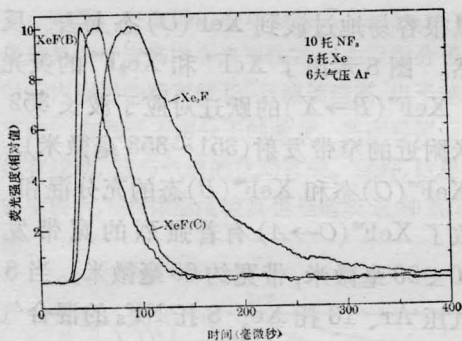


图 9

$\text{XeF}^*(B)$ 态与 $\text{XeF}^*(C)$ 态的混和, 对研究 XeF^* 的淬灭和 Xe_2F^* 的产生有重要关系。但是这两态的不断交换、转移或混和的细节尚不确切了解。如果以热平衡时的玻尔兹曼分布作为它们动态平衡的近似, 则两态上的粒子数密度关系为:

$$\frac{(\text{XeF}(B))}{(\text{XeF}(C))} = \frac{(B)}{(C)} = e^{-\frac{\Delta\varepsilon}{kT}} \quad (10)$$

上式中假定两态的权重均为1。其中 (B) 、 (C) 表示 B 、 C 态上的粒子数密度; $\Delta\varepsilon$ 是两态间能量差, 约为0.1电子伏; k 是玻尔兹曼常

数; T 是绝对温度。

为了简单起见, 我们先撇开两态间如何碰撞混和的具体详情不顾, 仅先讨论它们达到动态平衡以后的稳态情况。这时 B 态转移到 C 态去的粒子数, 每时每刻应等于 C 态转移到 B 态去的粒子数。所以两态粒子数变化中这一项是彼此相等而符号相反, 相加应为零。故我们可直接写出两态粒子数变化和的方程。它在 Xe/NF_3 混合气体中是:

$$\frac{d(B)}{dt} + \frac{d(C)}{dt} = P_B + P_C - \frac{(B)}{\tau^B} - \frac{(C)}{\tau^C} \quad (11)$$

$$\frac{1}{\tau^{B,C}} = \frac{1}{\tau_{B,C}} + K_{\text{NF}_3}^{B,C}(\text{NF}_3) + K_{\text{Xe}}^{B,C}(\text{Xe}) + K_{2\text{Xe}}^{B,C}(\text{Xe})^2 \quad (12)$$

其中 P_B 、 P_C 是电子束激励下 B 态、 C 态的直接产额, 一般认为 $P_B \gg P_C$; τ^B 、 τ^C 是 B 态、 C 态的有效衰变时间; τ_B 、 τ_C 是 B 态、 C 态的辐射寿命; K_q^B 、 K_q^C 是 B 态、 C 态被 q 物质淬灭的速率常数。(12)式最后一项代表 XeF^* 通过与两个Xe粒子进行三体碰撞淬灭后复合成为 Xe_2F^* 粒子。

把Xe大气压力环境(最高到3.0大气压)和Ar大气压力环境(8个大气压)进行类比, 设想直接产额 P_B 、 P_C 是正比于Xe分压力的, 即:

$$P_B = M_B(\text{Xe}), \quad P_C = M_C(\text{Xe}),$$

则

$$P_B + P_C = (M_B + M_C)(\text{Xe}) \quad (13)$$

其中 $M_{B,C}$ 是比例系数, 把(13)、(10)代入(11)得:

$$\frac{d(B)}{dt} (1 + e^{\frac{\Delta\varepsilon}{kT}}) = (M_B + M_C)(\text{Xe}) - \frac{(B)}{\tau^B} - \frac{(B)}{\tau^C} e^{\frac{\Delta\varepsilon}{kT}} \quad (14)$$

取极值, 上式左边为零。从而得到:

$$\frac{(\text{Xe})}{(B)_{\text{max}}} = \frac{1}{M_B + M_C} \left(\frac{1}{\tau^B} + \frac{1}{\tau^C} e^{\frac{\Delta\varepsilon}{kT}} \right) \quad (15)$$

其中 (Xe) 是混合气体中Xe的分压力, $(B)_{\text{max}}$ 是实验上观察到的 $\text{XeF}^*(B \rightarrow X)$ 发射荧光

的极大值。

由(12)式知道, $\tau^{B,C}$ 都是 (Xe) 的函数。现在我们就来证明它们是 (Xe) 的非线性函数。把测得的数据作成 $(Xe)/(B)_{\max}$ 随 (Xe) 变化的曲线, 得到图 10 中的小方格点, 很显然它们不在一条直线上。经过系数调整能够找到下面的二次多项式与这些方格相吻合:

$$\frac{(Xe)}{(B)_{\max}} = 0.25 + 0.31(Xe)^2 \quad (16)$$

其中 (Xe) 以大气压力为单位, 一次方项系数为零。

同样可以得到 $(Xe)/(C)_{\max}$ 随 (Xe) 变化的实验测量点(图 10 中小圆圈), 它们也不在一条直线上。类似于对 B 态的处理, 经过平移后也能把这些点用二项式 $(0.25 + 0.31(Xe)^2)$ 代表, 即得到图 10 的平滑曲线。由此也就证明了(12)式中最后一项的假设是正确的。即 $XeF^*(B)$ 、 $XeF^*(C)$ 都可以通过三体碰撞复合成 Xe_2F^* 。 $XeF^*(B)$ 、 $XeF^*(C)$ 是形成 Xe_2F^* 的先驱粒子。

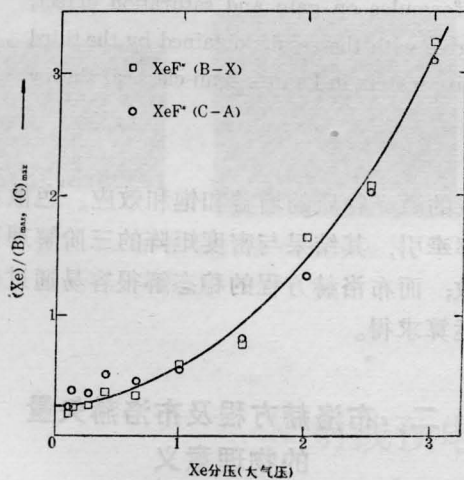


图 10

把 $Rg \sim Xe$, $X \sim F$, $Rg \sim Ar$, $NF_3 \sim$ 卤化物施主 D 代入(3)式, 用类似于对 Xe_2Cl^* 的研究方法, 把测量的值作图可以得 Xe_2F^*

的两体碰撞淬灭速率常数和辐射寿命如下: $K_{NF_3}^{Xe_2F^*} (8.8 \pm 1.2) \times 10^{-13}$ 厘米³ 秒⁻¹, $K_{Xe}^{Xe_2F^*} (1.1 \pm 0.2) \times 10^{-13}$ 厘米³ 秒⁻¹, $K_{Ar}^{Xe_2F^*} (3.3 \pm 0.9) \times 10^{-14}$ 厘米³ 秒⁻¹, $\tau_{Xe_2F^*} = (131 \pm 15)$ 毫微秒。

结 论

尽管三原子稀有气体卤化物准分子动力学的研究还不是很充分, 但是通过本文的讨论, 在短脉冲电子束横向激励下, 它们形成和淬灭的途径已经比较明朗化了。相应的双原子稀有气体卤化物准分子, 通过与相应的稀有气体分子进行三体碰撞复合成三原子准分子是一条重要的形成通道。这一点通过对 Xe_2Cl^* 、 Xe_2Br^* 和 Xe_2F^* 的实验测量和分析研究已基本得到了证明。至于在某些条件下, 可能会产生出一些中间物 $RgRg'X^*$, 或者产生出中性稀有气体激发态准分子 Rg_2^* 等等, 正有待进一步仔细研究。

参 考 文 献

- [1] D.C.Lorents *et al.*; *J.Chem.Phys.*, 1978, **68**, 4657.
- [2] N.G.Basov *et al.*; *JETP Lett.*, 1977, **26**, 16.
- [3] D.C.Lorents *et al.*; In *Electronic Transition in Lasers*, Edited by L.F.Wilson *et al.*; MIT, Cambridge, 1977.
- [4] D.L.Huestis, N.E.Schlotter; *J.Chem.Phys.*, 1978, **69**, 3100.
- [5] F.K.Tittel *et al.*; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1981, **QE-17**, 1488.
- [6] F.K.Tittel *et al.*; *Appl. Phys.Lett.*, 1980, **36**, 405.
- [7] F.K.Tittel *et al.*; *Appl. Phys.Lett.*, 1980, **37**, 862.
- [8] I. N. Kononov *et al.*; *Opt. Spectrosc.*, (USSR) 1979, **47**, 137.
Also Proceedings of the International Conference on Lasers, 1980 (New Orleans, 1980, p.686).
- [9] D.Kligler *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1978, **33**, 39.