

X 光预电离脉冲雪崩放电中 XeCl^* 的形成效率和电子去激发速率

楼 祺 洪

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

提 要

本文用 Stern-Volmer 作图法,在泵浦功率密度为每立方厘米数兆瓦的条件下,求得 X 光预电离脉冲雪崩放电中 XeCl^* 的形成效率和电子去激发速度分别为 12.4% 和 $1.16 \times 10^{-7} \text{cm}^3/\text{sec}$ 。

在稀有气体卤化物准分子激光体系中, XeCl 准分子激光近年来获得很大的发展。这不仅是由于它具有较高的输出能量和效率,而且是由于 XeCl 准分子激光具有较长的寿命,目前用横向流动循环的方式已达到平均输出功率 25 瓦连续 8 小时运转^[1]。为了使器件的特性最优化,需要详细了解 XeCl 激光的动力学过程,尤其是 XeCl^* 激发态的形成效率及去激发过程的研究。对于电子束泵浦的器件已进行了比较详细的研究^[2~4],他们给出了在泵浦功率密度为 $0.1 \sim 6 \text{MW}/\text{cm}^3$ 条件下 XeCl^* 的形成效率以及 Ne, Xe, HCl 和电子对 XeCl^* 的去激发速率常数。对于脉冲雪崩放电型器件,它的激发过程与电子束泵浦器件有明显的不同,从而反映在器件的效率也不同,因此有必要对放电型器件的 XeCl^* 形成效率进行研究。另一方面,由于泵浦水平的提高,电子对 XeCl^* 的去激发作用也愈来愈引起人们的注意。早期的电子束泵浦 XeCl 激光动力学模型中采用的电子去激发速率是借用 KrF^* 的数据为 $(2 \sim 3) \times 10^{-7} \text{cm}^3/\text{sec}$ ^[6],最近, Tisone 和 Hoffman^[4] 用改变 HCl 浓度测量相对荧光强度的方法求得 XeCl^* 的电子去激发速率常数为 $1.2 \times 10^{-7} \text{cm}^3/\text{sec}$ 。由于电子束泵浦器件中电子密度不仅依赖于泵浦功率密度,而且与 HCl 浓度有关,这就使去激发速率的确定带来复杂性。这里他们假定在电子束泵浦器件中电子密度与 HCl 浓度成反比。对于放电型器件,由于电子密度直接由放电电流密度确定,不存在上述双重因素,为此,我们可以直接用改变电流密度的方法求得电子去激发速率。根据以上分析,本文首先测量不同氖气压力下的荧光强度,求得脉冲雪崩放电条件下的 XeCl^* 形成效率,然后,测量不同放电电流密度下的荧光强度,求得电子对 XeCl^* 的去激发速率常数。所得结果表明,在泵浦功率密度为每立方厘米兆瓦级时, XeCl^* 在放电器件中的总形成效率为 11~12% 左右。而电子对 XeCl^* 的去激发速率常数为 $1.1 \times 10^{-7} \text{cm}^3/\text{sec}$ 。

实验所用的装置是一个放电体积为 $2 \times 1 \times 1 \text{cm}^3$ 的高气压放电室,其详细结构见文献 [7],放电室可工作在 10 个大气压以上,用平均能量为 25~30 kV 的 X 射线作预电离源,脉冲雪崩放电的供电电源是由 1~4 根特征阻抗为 50Ω 的电缆组成,电缆长度为 20 m,相当于双程传输时间为 200 ns,适当地调整脉冲放电和 X 光预电离之间的时间间隔,可以在

收稿日期: 1983 年 7 月 23 日

1~10 个大气压范围内获得均匀的辉光放电, 根据放电电压、电流波形的测量, 在放电开始约几十 ns 以后达到准稳态放电, 即电场强度与放电电流密度维持不变, 此时若改变供电电缆的数目, 即可改变放电区的电流密度。放电区辐射的荧光通过 $\phi 1\text{cm}$ 的光阑和焦距为 5 cm 的石英透镜由快速光电二极管接收。在检测 $\text{XeCl}^*(B \rightarrow X)$ 跃迁时, 接收器前装有中心波长为 3058 \AA 的干扰滤光片, 其透过曲线的半极大值全宽度为 118 \AA , $B \rightarrow X$ 跃迁中心波长 3080 \AA 处的透过率为 12%; 当测量 $\text{XeCl}^*(C \rightarrow A)$ 跃迁时, 采用中心波长为 3600 \AA , 带宽为 580 \AA 的滤光片, 在 3450 \AA 处的透过率为 50%。

文献[2]和[4]在电子束泵浦条件下, 用改变 $\text{Ne}:\text{Xe}:\text{HCl}$ 混合气体中 Ne 气分压的方法, 测量 $\text{XeCl} B \rightarrow X$ 和 $C \rightarrow A$ 跃迁的荧光强度随氦气压力的变化, 由此推断出 Ne 气压力趋近于 0 时的 $B \rightarrow X$ 和 $C \rightarrow A$ 荧光产额(单位气压的荧光强度)比为它们的形成速率比。我们用同样的方法测量了 X 光预电离脉冲雪崩放电条件下荧光产额随氦气压力的变化。此时保持 Xe 气的分压力为 26.6 Torr 和 HCl 的分压力为 2.66 Torr 不变, 而氦气压力由一个大气压变化到 7 个大气压, 测得放电电流密度为 $500\text{ \AA}/\text{cm}^2$ 时, $\text{XeCl} B \rightarrow X$ 和 $C \rightarrow A$ 的相对形成效率为 4.5, 而电流密度为 $1000\text{ \AA}/\text{cm}^2$ 时的相对形成效率为 4.4。此数值在 Finn 等人的结果(4.67)和 Tisone 等人的结果(3.3)的范围内。这里形成效率 η_f 定义为受激发能级储能与注入气体能量之比。

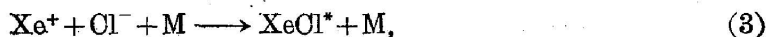
根据 McCusker 的公式^[8], 我们可以进一步估算 η_f 的绝对值: 令 η_{EX} 为激光器的最大光子提取效率

$$\eta_{EX} = \frac{\text{激光场光子能量}}{\text{受激光储能}} = 1 - 2\left(\frac{\alpha}{g_0}\right)^{1/2} + \frac{\alpha}{g_0}, \quad (1)$$

式中, α 为激光介质在激光波长下的吸收系数, g_0 为小信号增益系数。再令激光器的本征效率 η_i 为激光场光子能量与注入气体能量之比, 可以得到

$$\eta_i = \eta_f \times \eta_{EX}. \quad (2)$$

我们曾用振荡放大法和吸收法^[9]测量了在我们实验范围内的 g_0/α 值, 结果表明, 该值与泵浦功率水平, 气体混合比的关系很不灵敏, 其平均值为 4.5。由公式(1)可求得 η_{EX} 最大值为 0.324。放电型器件的本征效率一般为 2% 左右, 最近已达到 2.7%^[10], 文献[10]采用的 X 光预电离 XeCl 准分子放电激光器与本实验的 X 光预电离放电室具有相同的结构及预电离方法, 放电时间均为 200 ns, 两者的差别是放电区尺寸不同, 文献[10]为 $3 \times 3 \times 110\text{ cm}^3$, 本文所用的放电区为 $2 \times 1 \times 1\text{ cm}^3$ 。由式(2)可求得 $\eta_f = 8.3\%$, 事实上, 由于 XeCl^* 的振动弛豫过程, η_{EX} 应为上述值的 0.67 到 0.75^[4], 故 $\eta_f = 11 \sim 12.4\%$ 。根据 $B \rightarrow X$ 和 $C \rightarrow A$ 形成效率的比例, 可求得 B 能级和 C 能级的形成效率分别为 $\eta_f^B = 9 \sim 10\%$, $\eta_f^C = 2.1 \sim 2.3\%$ 。作为比较表 1 列出了电子束泵浦器件和 X 光预电离放电器件的 XeCl^* 的形成效率。以上的结果表明放电型器件和电子束泵浦器件具有不同的形成效率, 它反映了不同的动力学过程。电子束泵浦器件和放电型器件中, 虽然 XeCl^* 的主要形成过程都是三体离子复合, 即



但 Xe^+ 的形成通道有很大的区别, 在电子束泵浦器件中^[9], 由于电子能量高, 电子首先碰撞 Ne 原子产生 Ne^+ , Ne^* 和 Ne_2^+ , 然后由它们与 Xe 原子碰撞产生 Xe^+ 。而在脉冲雪崩放电

表 1 $\text{XeCl}(B)$ 和 (C) 态的形成效率Table 1 Formation efficiency of $\text{XeCl}(B)$ and (C) states

作 者	Finn 等人	Tisone 等人	本 文
泵 浦 方 法	电子束	电子束	X 光预电离放电
泵浦功率密度 MW/cm^3	0.1	0.4~6	1.5~3
η_B : $\text{XeCl}(B)$ 形成效率	$1.4 \pm 3\%$	~15%	9~10%
η_C : $\text{XeCl}(C)$ 形成效率	$3 \pm 1\%$	~5%	2.1~2.3%
$\eta_B + \eta_C$	17%	20%	11~12.4%
η_B/η_C	4.67	3.3	4.4

型器件中^[5], 虽然 Xe^+ 是直接由电子碰撞产生, 或者由电子碰撞 Xe 原子产生 Xe^* , Xe^* 再与电子碰撞产生 Xe^+ , 但电子服从一定的分布, 在放电器件中存在大量的低能电子, 使它的泵浦作用变弱, 造成放电型器件的形成效率较低。

在脉冲雪崩放电等离子体中, 电子密度直接由放电电流决定: 电子密度 $[n_e] = I/q_e \mu_e \varepsilon$, 这里 q_e 为电子电荷, ε 为电场强度, 而 μ_e 为电子迁移率。当我们改变放电电流密度时, 我们发现在相当的气体混合比下, 稳态放电过程的场强仅改变 10% 左右, 而 $\mu_e \varepsilon$ 近似是场强 ε 的线性函数, 当 ε 基本不变时, 可以近似地认为 μ_e 也保持不变。因此我们可以通过改变电流密度的方法来改变放电等离子体中的电子密度。通过测量不同电子密度下的荧光强度, 就可以求解电子对 XeCl^* 的去激发速率常数。图 1 给出气体混合比为 $\text{Ne}:\text{Xe}:\text{HCl} = 989:10:1$, 总气压分别为 2、4 和 6 个大气压下荧光强度 ($\text{XeCl } B \rightarrow X$ 跃迁) 与电子密度的关系曲线。并由此作出荧光产额 (荧光强度/电子密度) 倒数与电子密度的关系曲线, 即 Stern-Volmer 图 (图 2)。注意到在三种总气压情况下, 三条曲线在纵坐标上的截距均为 2, 它对应于当电子密度很低 (趋向于 0) 时, 每两个电子形成一个 XeCl^* 激发态分子。这可以从 XeCl

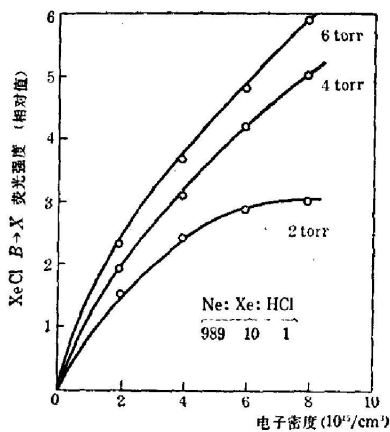


图 1 $\text{XeCl}(B \rightarrow X)$ 跃迁荧光强度与放电等离子体中平均电子密度的关系

Fig. 1 The dependence of fluorescence intensity of $\text{XeCl}(B \rightarrow X)$ transition on the average electron density of discharge plasma

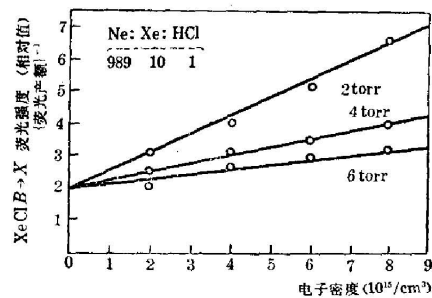


图 2 不同气压下, $\text{XeCl}(B \rightarrow X)$ 跃迁荧光产额的倒数与放电等离子体中平均电子密度的关系

Fig. 2 Inverse fluorescence yield of $\text{XeCl}(B \rightarrow X)$ transition versus the average electron density of discharge plasma for different gas pressures

放电等离子体中动力学流程分析中得到,如式(1)所示, XeCl^* 主要形成通道是离子复合,而 Xe^+ 和 Cl^- 的形成至少各需要一个电子:



图 2 中各曲线的斜率为 $R_e \tau_{\text{eff}}$, 这里 K_0 为电子去激发速率常数 τ_{eff} 为等效寿命

$$\frac{1}{\tau_{\text{eff}}} = \frac{1}{\tau_R} + K_{\text{Ne}}[\text{Ne}] + K'_{\text{Ne}}[\text{Ne}]^2 + K_{\text{Xe}}[\text{Xe}] + K'_{\text{Xe}}[\text{Xe}]^2 + K_{\text{HCl}}[\text{HCl}] + \dots, \quad (6)$$

式中 τ_R 为 $\text{XeCl}^*(B)$ 态的辐射寿命, 一般为 $11 \text{ ns}^{[11]}$ K_{Ne} , K_{Xe} , K_{HCl} 和 K'_{Ne} 数值取自文献 [2], 分别为 1×10^{-12} , 3.2×10^{-11} , $1.4 \times 10^{-9} \text{ cm}^3/\text{sec}$ 和 $1 \times 10^{-33} \text{ cm}^3/\text{sec}$, K'_{Xe} 的数值为 $4 \times 10^{-31} \text{ cm}^3/\text{sec}^{[4]}$ 。而 $[\text{Ne}]$, $[\text{Xe}]$, $[\text{HCl}]$ 浓度值按 989:10:1 计算, 单位为 (cm^3) 。在忽略其它过程情况下, 我们从总气压为 2、4 和 6 个大气压时的数值得到电子去激发速率常数 K_0 分别为 1.4×10^{-7} , 1.1×10^{-7} 和 $1 \times 10^{-3} \text{ cm}^3/\text{sec}$, 其平均值为 $1.16 \times 10^{-7} \text{ cm}^3/\text{sec}$ 。严格而言, 在不同气压下求得的 K_0 应该完全一致, 我们所得的数据误差约为 $\pm 20\%$ 以下, 其原因可能是: I. 式(6)中使用的速率常数本身误差为 $\pm 30\%$ 到 $\pm 40\%$ [2]。II. 式(6)中我们主要考虑了五个过程, 还可能有更多的过程。但是我们所得到的结果, 差别在 $\pm 20\%$ 以内, 而且与 Tisone 和 Hoffman 用电子束泵浦方法中获得的数值 $1.2 \times 10^{-7} \text{ 厘米}^3/\text{秒}$ 十分好的符合。

我们曾将上述 K_0 值引入 X 光预电离脉冲雪崩放电激光器的简化动力学模型中, 计算了 1~8 个大气压下, 当 HCl 分压比从 0.05%~0.2%, Xe 分压比从 0.5%~2% 变化时, 计算得到的 $\text{XeCl}^* B \rightarrow X$ 跃迁荧光和激光特性能很好地与实验相符合。

参 考 文 献

- [1] W. D. Kinura, S. E. Moody *et al.*; «Conference on Lasers and Electro-Optics CLEO'83», (Baltimore, May, 1983, 17~20, paper, WF5.)
- [2] T. G. Finn, R. S. F. Chang *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1983, **36**, No. 10 (May), 789.
- [3] L. A. Levin, S. E. Moody *et al.*; *IEEE. J. Q. E.*, 1981, **QE-17**, No. 12 (Dec), 2282.
- [4] G. C. Tisone, J. M. Hoffman; *IEEE. J. Q. E.*, 1982, **QE-18**, No. 6 (Jun), 1008.
- [5] 楼祺洪, 何麟生, 朱声白; «光学学报», 1983, **3**, No. 8 (Nov), 709.
- [6] D. W. Trainor, M. Rokni *et al.*; «31st Gaseous Electronic Conference», Buffalo, 1978.
- [7] Q. H. Lou, Q. S. He *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1982, **41**, No. 6 (Sep), 514.
- [8] M. McCusker; in «Excimer Laser», Ed. by K. Phodas, (Springer-Verlag 1979).
- [9] S. C. Lin, S. B. Zhu *et al.*; «The International Conference on Laser 1983», Guangzhou, China, Sep. 6~9.
- [10] J. I. Levatter, K. L. Robertson *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1981, **39**, No. 4 (Aug), 297.
- [11] C. A. Brau; in «Excimer Laser», Ed. by K. Phodas, (Springer-Verlag 1979).

**The formation efficiency and electron de-excitation rate constant
for XeCl* in X-ray preionized pulse avalanche discharge**

LOU QIHONG

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

(Received 23 July 1983)

Abstract

By using Stern-Volmer plot method, the formation efficiency n_f and electron de-excitation rate constant K_e for XeCl* have been determined in a X-ray preionized pulse avalanche discharge. The results indicate that n_f and K_e are 12.4% and $1.16 \times 10^{-7} \text{ cm}^3/\text{sec}$ respectively at the excitation rate of several MW/cm².