

# 稀有气体与含卤分子混合物的放电分析

傅淑芬 陈建文

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

## 提 要

本文对高气压均匀辉光放电的引发做了分析,给出预电离的初始电子密度和种子气体比分的估计。针对放电激励 XeF 激光器的典型实验条件,计算了稳态放电的荷电粒子数密度,并由此数值讨论了连续工作的困难。

## 一、引 言

在电激励气体激光器的研究中,放电特性的研究一直占据重要地位。它不仅直接影响到气体激光器的输出特性,也关系到器件的按比例放大,脉宽的拉长和输入能量的限制等。例如,为获得大体积、高气压下的有效激励,必须使放电能量尽可能高效率地沉积到激励气体中去,这就要求维持一个均匀辉光放电,防止弧光的形成。因而必须对等离子体加以控制。在高气压激光放电中,控制等离子体的方法可以分为两种类型:

(1) 用快速脉冲对等离子体进行激励,常称之为“快放电”<sup>[1]</sup>,这种放电属雪崩放电。这里必须使放电能量沉积到气体中的时间短于辉光向弧光转移的渡越时间,因此,一般工作在高  $E/P$  值下。它的缺点是难于选择对激发或电离要求的最佳  $E/P$  值,以保证体系工作在最佳状态;能量的输入受放电时间的限制,一般比较小。

(2) 在激励气体中,预先建立起适当的初始电子密度,使主放电的引发是空间均匀的。这个方法的优点是可以通过与主放电无关的外源控制等离子体的电离,因此  $E/P$  值可以根据激活介质的不同选择在最佳工作状态。对等离子体的控制作用可以通过改变外部电离源的强弱和作用时间实现。如果主放电电压低于自持放电电压,并且预电离的初始电子密度足够高,放电受预电离控制;如果主放电电压远大于自持或雪崩放电电压,预电离只是提供一个均匀的初始电子分布,以使主放电雪崩的发展保持均匀。由于此时的初始电子密度远小于雪崩放电的平衡电子密度,预电离对雪崩失去控制作用,放电的稳定性由辉光向弧光的转移决定。

本文讨论的是紫外光预电离稀有气体单卤化物准分子激光器的放电特性<sup>[2]</sup>。这里,被激励的气体是稀有气体和含卤分子混合物,而以稀有气体为主要成分。主放电引发之前,由于紫外光的光电离作用,在激活区造成一定的初始电子密度,作为时间和空间均匀辉光放电的引发条件。主放电在预电离脉冲后一确定的延迟时间  $\tau$  之后开始。因为在主放电开始时,预电离已经关闭,并且主放电处于过电压工作状态,放电特性主要决定于等离子体的特性。

本文将针对 XeF 激光器的典型工作条件,讨论紫外预电离及稳态运转特性。

## 二、预电离紫外光源分析

### 1. 引发均匀辉光放电的最小初始电子数密度

高压气体的击穿有两种不同形式：一是经典的 Townsend 击穿，它由大数目的电子雪崩引发。雪崩的二次电子或是来自阴极的光电效应，或是来自阴极的正离子轰击发射，这里由于电子和正离子的不同运动速度引起的空间电荷场很弱，与外加电场相比可以忽略。击穿的形成时间一般在  $10^{-6}$  sec 的量级。另一种形式称为流光击穿，它由单个电子雪崩发展而形成大的空间电荷，在放电隙之间的某个临界点，空间电荷场的大小达到可以与外场相比较的数值，并在雪崩的前面和后面引发光电离。流光开始以远大于初始电子雪崩的速度向阳极和阴极发展，它的强度和长度不断增大，直至在阳极和阴极之间造成一个等离子体“桥”，使原来不导电的气体完全导通。由于电子雪崩可以在空间的任何位置出现，流光可以在电子雪崩达到临界值的任何地方发展起来，击穿也可以在任何地方出现。一旦流光在某一位置形成，全部电能将经由这一通道迅速耗尽，由于极大的局部电流，对激励几乎完全无效。

对工作在高压下的准分子激光器，放电是在过电压下进行的，它们均属流光击穿。为防止单个流光的形成，必须设法阻止雪崩向单个电子雪崩发展，这就需要造成一个一定大小的初始电子分布，以使许多雪崩同时引发，并且到达阳极表面时，所有雪崩能布满整个阳极面。

Palmer 讨论了雪崩头的发展，给出雪崩经过距离  $\xi$  后的半径<sup>[3]</sup>为  $R = (\lambda_e \xi)^{1/2}$ ，其中  $\lambda_e$  为电子的平均自由程。Lin 等考虑了电压的有限上升时间对雪崩发展的影响，给出雪崩头的半径为<sup>[4]</sup>  $R = \left( \frac{2\bar{c}_e}{3\bar{u}_e} \xi \bar{\lambda}_e \right)^{1/2}$ ，其中  $\bar{\lambda}_e$  表示电子在所加外场下，在电压脉冲由开始达到击穿值的时间间隔内的平均自由程， $\bar{c}_e$  为电子的平均热速度， $\bar{u}_e$  为电子的漂移速度。图 1 给出对 He: Xe: F<sub>2</sub> = 97.8: 2: 0.2 混合气体总气压为 3 个大气压，解 Boltzmann 输运方程求得的  $\bar{u}_e$  与放电  $E/P$  值的关系。根据上面的讨论，令  $\xi = d$ ， $d$  为电极间距，则获得均匀放电引发的最小初始电子数密度由下式给出：

$$n_0 \approx R^{-3} = \left( \frac{2\bar{c}_e}{3} \lambda_e d \right)^{-3/2} \cdot (\bar{u}_e)^{3/2} \quad (1)$$

图 2 是计算的  $n_0$  与放电  $E/P$  值的关系，其中， $d = 2$  cm， $\lambda_e = 5 \times 10^{-5}$  cm，气体的工作温度为  $300^\circ\text{K}$ 。

由方程(1)可知  $n_0 \propto (\bar{u}_e)^{3/2}$ ，而  $\bar{u}_e$  与  $E/P$  近似线性关系，因此  $n_0 \propto (E/P)^{3/2}$ 。故随着放电  $E/P$  值的增加，获得均匀放电的初始电子数密度亦增大。当  $E/P \approx 10 \text{ kV/cm} \cdot \text{atm}$  时， $n_0 \approx 10^6 / \text{cm}^3$ 。

### 2. 种子气体比分估计

对 He 为主的气体放电，一般认为紫外光的电离作用主要来自二次电离或杂质气体的电

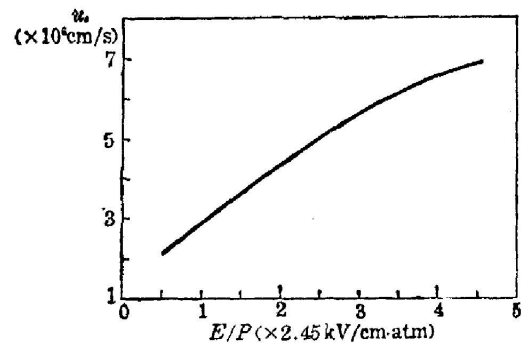


图 1 电子漂移速度与  $E/P$  值的关系

Fig. 1 Correlation between drift velocity of electrons and  $E/P$  value

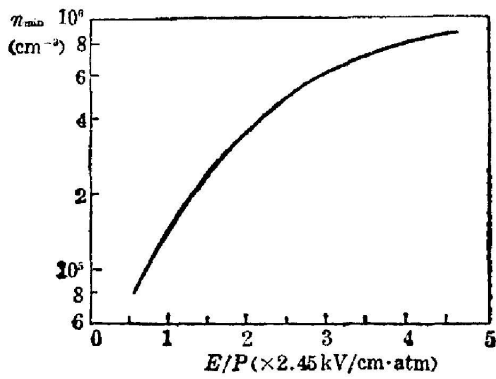


图2 预电离的最小初始电子密度与放电  $E/P$  值的关系

Fig. 2 correlation between minimal initial electric density of preionization and discharge  $E/P$  value

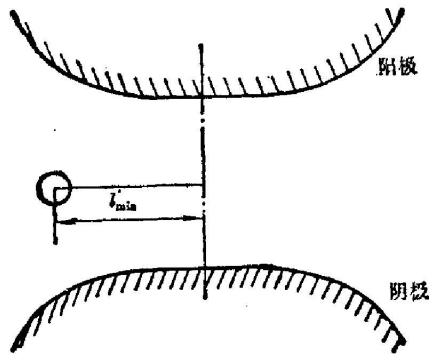


图3 紫外预电离器件示意图

Fig. 3 Schematic diagram of UV preionization device

离。无疑,加入适量的种子气体(低电离电位气体)有利于预电离作用。但种子气体的加入必须有一个适当的比分,才能得到最好效果。

在准分子激光器中采用的紫外预电离源,一般位于距激活区中心一定的距离处,如图3所示。这个距离的最小值受主放电和预电离之间的电绝缘。设保持良好电绝缘的最小距离为  $l_{min}$ ,显然,为得到最佳光电离作用,应使  $l_{min}$  等于光子产生光电离作用的平均自由程  $\lambda_p$ ,以  $n_{ip}$  表示种子气体的数密度,假定光电离全部来自光子与种子气体的碰撞,则

$$\lambda_p = (n_{ip}\sigma_i)^{-1} \simeq l_{min}, \tag{2}$$

其中  $\sigma_i$  为光电离截面,一般为  $10^{-17} \text{cm}^2$  量级。取  $l_{min} = 4 \text{cm}$ ,代入(2)得到  $n_{ip} \sim 10^{16} / \text{cm}^3$ 。在3个大气压的混合气体中,它的比分  $\sim 10^{-4}$ 。种子气体的比分过大或过小都将使光电离作用发生在激活区之外。

### 三、稳态放电的荷电粒子数密度

在稀有气体和含卤分子混合物放电中,电子的主要产生和损耗机构是电离,吸附和复合,即  $e + R \xrightarrow{k_i} R^+ + 2e$ ,  $e + Ax \xrightarrow{k_a} A + x^-$ ,  $M + e + R^+ \xrightarrow{\alpha_1} R + M$ 。正离子除与电子复合外,还可以与负离子复合,



其中,  $R$  表示稀有气体原子,  $Ax$  表示含卤分子,  $x$  表示卤素原子,  $M$  表示第三种气体。  $k_i$ ,  $k_a$ ,  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  分别为电离,吸附,电子-离子复合,离子-离子复合速率系数。  $k_i$ ,  $k_a$  是放电  $E/P$  值的函数,如果已知放电的电子能量分布函数  $n(\varepsilon)$ , 则

$$k_i(E/P) = \int v(\varepsilon)\sigma_i(\varepsilon)n(\varepsilon)d\varepsilon, \quad k_a(E/P) = \int v(\varepsilon)\sigma_a(\varepsilon)n(\varepsilon)d\varepsilon, \tag{4}$$

式中  $v(\varepsilon)$  为能量  $\varepsilon$  的电子速度,  $\sigma_i(\varepsilon)$  和  $\sigma_a(\varepsilon)$  分别是能量  $\varepsilon$  的电子碰撞电离截面和吸附截面。

根据方程(3),我们可以写出描写放电过程中荷电粒子数密度变化的速率方程:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dn_e}{dt} &= \nu n_e - \beta n_e - \alpha_1 n_e n_+, \\ \frac{dn_+}{dt} &= \nu n_e - (\alpha_1 n_e + \alpha_2 n_-) n_+, \\ n_+ &= n_e + n_-, \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

其中,  $\beta = n_1 k_a$ ,  $\nu = n_2 k_i$ ,  $n_1, n_2$  分别为电子轰击离解吸附粒子数密度和电离粒子数密度,  $n_e, n_+, n_-$  表示电子, 正离子和负离子数密度。对稳态放电, 方程(5)成为:

$$\left. \begin{aligned} \nu n_e - \beta n_e - \alpha_1 n_e n_+ &= 0, \\ \nu n_e - (\alpha_1 n_e + \alpha_2 n_-) n_+ &= 0, \\ n_+ &= n_e + n_-. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

解方程组(6)得到稳态荷电粒子数密度

$$\left. \begin{aligned} n_{-0} &= \frac{\beta(\nu - \beta)}{\alpha_1 \beta + \alpha_2(\nu - \beta)}, \\ n_{e0} &= \frac{\alpha_2(\nu - \beta)^2}{\alpha_1[\alpha_1 \beta + \alpha_2(\nu - \beta)]}, \\ n_{+0} &= \frac{\nu - \beta}{\alpha_1}. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

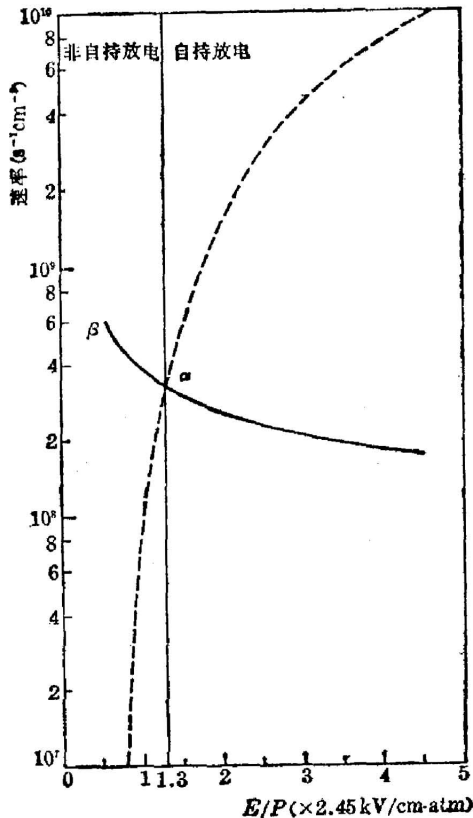


图5 电离和吸附随  $E/P$  值的变化  
Fig. 5 Variation of ionization and adsorption with  $E/P$  value

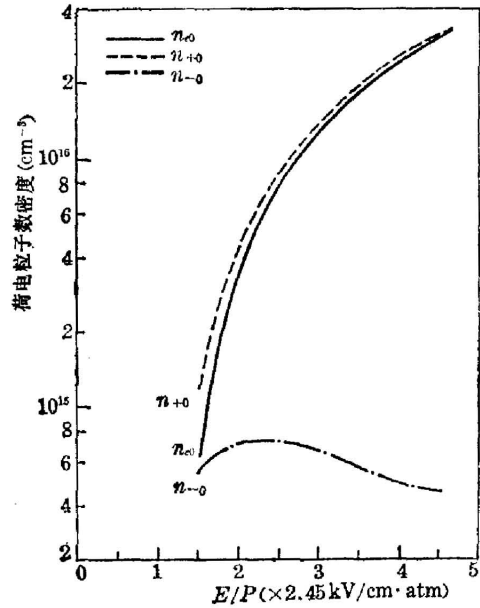


图4 稳态荷电粒子数密度与  $E/P$  的关系  
Fig. 4 Correlation between charge-particle density of steady state and  $E/P$  value

由于  $\nu, \beta$  是  $E/P$  的函数, 因此稳态荷电粒子数密度  $n_{-0}, n_{e0}, n_{+0}$  都是  $E/P$  的函数。

图4给出对XeF激光器的典型实验条件计算的稳态荷电粒子数密度与  $E/P$  的关系曲线。我们看到, 在计算的  $E/P$  范围内,  $n_{e0}, n_{+0}$ , 均随  $E/P$  的增加而显著增加,  $n_{-0}$  随  $E/P$  的变化则较小。

### 四、讨 论

图5表示  $\beta$  和  $\nu$  随放电  $E/P$  值的变化。在  $a$  点 ( $E/P \sim 3.2 \text{ kV/cm} \cdot \text{atm}$ )  $\beta = \nu$ , 这时电离产生电子的速率等于吸附损耗电子的速率。如果计入复合, 电子数将随时间减少, 因此, 当  $E/P < (E/P)_0$  时, 放电是非自持的。为维持稳态放电, 必须由外源以一定速率提供电子。以  $s$  表示外源产生电子的速率, 方程(5)中第一式成为

$$\frac{dn_e}{dt} = s + \nu n_e - \beta n_e - \alpha_1 n_e n_{+0}$$

它给出稳态放电的  $s$  值,

$$s = \beta n'_{e0} + \alpha_1 n'_{e0} n'_{+0} - \nu n'_{+0}$$

其中  $n'_{e0}, n'_{-0}, n'_{+0}$  分别为加外源后稳态放电的电子、

负离子和正离子数密度。

$\alpha$  点以后,  $\nu > \beta$ , 电离产生电子的速率大于吸附损耗, 放电可以成为自持的。

为实现连续运转, 系统必须保持在稳态工作。由计算给出, 对 XeF 激光器的实验条件, 稳态工作而不加外源供给电子, 要求的最小  $E/P$  值  $\sim 3.2 \text{ kV/cm} \cdot \text{atm}$ , 对应的  $n_{e0} \simeq 6.5 \times 10^{14} / \text{cm}^3$ 。如果略去重的离子运动对电流的贡献, 那么电流密度为

$$J = en_{e0} u_e, \quad (8)$$

式中  $e$  是电子的电荷,  $u_e$  为电子漂移速度。由图 1 求得对应此  $E/P$  值的  $u_e \simeq 2.5 \times 10^6 \text{ cm/sec}$ , 代入 (8) 式得到  $J = 2.6 \times 10^2 \text{ A/cm}^2$ 。如果电极距为  $2 \text{ cm}$ , 对应的放电电压是  $22 \text{ kV}$ , 放电功率为  $6 \times 10^6 \text{ W}$ 。如果器件的效率为  $1\%$ , 大部分放电能量将转化为热。由此可见, 对准分子激光器的放电条件, 实现连续运转无论从对电源的要求还是散热问题都是相当困难的。即使是高重复频率工作, 对电源和开关的要求也相当高, 同时必须解决散热问题。

### 参 考 文 献

- [1] 傅淑芬, 陈建文, 刘妙宏; 《科学通报》, 1978, **23**, No. 12 (Dec), 727.
- [2] 傅淑芬, 陈建文, 刘妙宏; 《物理学报》, 1980, **29**, No. 7 (Jul), 950.
- [3] A. J. Palmer; *A. P. L.*, 1974, **25**, No. 3 (1 Aug), 138.
- [4] J. L. Levatter, S.-C. Lin; *J. A. P.*, 1980, **51**, No. 1 (Jan), 210.

## Discharge analysis in the mixture of rare gas and molecule including halogen

FU SHUFEN AND CHEN JIANWEN

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

(Received 8 December 1980)

### Abstract

In this paper, the conditions for the initiation of a high-pressure uniform glow discharge was analysed, and the minimal preionized initial electron density and the optimum seed gas fraction was given.

For the usual experimental conditions for a discharge excited XeF laser, the charged particle density under the steady-state discharge has been calculated. Following these obtained values, we have also discussed the difficulties in continuous operation.