

在 $\text{XeCl}^* 3080\text{\AA}$ 激光器中的三体 离子-离子复合研究

郑承恩

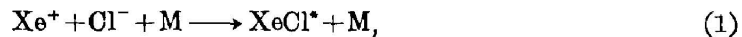
(中国科学院上海光学精密机械研究所)

提 要

计算了在惰性稀释气体中 $\text{Xe}^+ + \text{Cl}^- + \text{M} \rightarrow \text{XeCl}^* + \text{M}$ 反应的复合速率 ($\text{M} = \text{He}, \text{Ne}, \text{Ar}$)。结果表明, 室温时在稀释气体 Ar, Ne, He 中的复合速率在 2 atm, 6.5 atm, 17 atm 时分别达到最大值 $2.4 \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$, $2.5 \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$, $3.3 \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$, 结果还表明, 在气体密度一定时, 复合速率随温度的上升而急剧地减小。

一、引 言

$\text{XeCl}^* 3080\text{\AA}$ 准分子激光器以其输出能量密度比较高, 运转寿命比其它同类惰性气体卤化物激光器寿命更长而受到人们注意。研究指出, 无论用高能电子束激发还是用电子雪崩放电激励, 激光上能态 $\text{XeCl}^*(\text{B})$ 的形成主要通过如下反应来完成^[1,2]:



其中 M 是中性稀释气体, 通常选用 He, Ne 或 Ar, 其选择在很大程度上与激发方式以及激发强度有关。因此, 比较全面地了解反应(1)的速率常数与变化特点对于进一步研究这种激光器的动力学过程并掌握其运转规律有一定意义。本文介绍了对这个反应的复合系数的一些计算结果。

二、计算方法与结果

在离子-离子三体复合过程的研究中, 以 Natanson 的理论比较成功^[3,4], 在从 0.1~25 atm 的整个气压范围内, 根据这个理论计算的空气的三体复合系数与实验结果相符合^[4], Bates 与 Flannery 进一步发展了这个理论^[5,6], 他们引入了和质量密度有关的正负离子的俘获半径, 考虑了离子在库仑场中运动的曲率性效应, 并把复合系数的计算推广到具有三种不同质量气体成分的情况。本文对离子-离子三体复合系数的计算方法主要是根据这些理论结果进行的^[7]。在计算中, 还必须知道离子在混合气体中的平均自由程 λ_i 与迁移率 K_i 。在本文中, λ_i 是由离子的平均扩散截面 Q_i 算出的, 而 Q_i 的数值则是根据 Champman-Enskog 的离子-原子相互扩散系数理论计算获得的^[8]。本文使用的离子迁移率数据列于表 1, 在这些数据中, 部分采用已发表的实验结果^[9~11], 其余数据因作者尚未见诸于报道, 故应

表 1 离子 Xe^+ 与 Cl^- 在 He, Ne 或 Ar 中的迁移率 ($cm^2/v \cdot sec$), $T=300K$
 Table 1 Mobilities of ions Xe^+ and Cl^- in He, Ne or Ar. unit: $cm^2/v \cdot sec$. $T=300K$

M	Xe^+	Cl^-
He	18*	10.3**
Ne	4.8	7.7
Ar	2.1	2.87***

* [9]

** [10]

*** [11]

用完全的 Langevin 离子迁移率理论计算得到^[8]。

图 1 是本文计算的反应 $Xe^+ + Cl^- + M \rightarrow XeCl^* + M$ ($M=He, Ne, Ar$) 的三体 $Xe^+ - Cl^-$

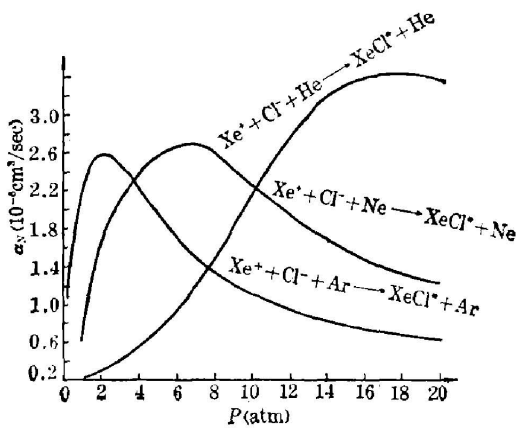


图 1 复合系数 α_N 随中性气体压力的变化
 Fig. 1 Recombination coefficient α_N for the process as a function of the neutral gas pressure

复合系数 α_N 随中性气体压力 P 的变化。计算时设稀释气体 M 的数密度比 Xe^+ 与 Cl^- 的气体密度高得多(下述计算均采用同一近似), 这一假定对大部分 $XeCl^*$ 3080 Å 激光器都是成立的。图 1 曲线变化有一个共同的特点, 即随着气压的升高, α_N 逐渐达到最大, 然后逐渐变小。理论结果表明, 在高气压极限 ($\lambda_i \rightarrow 0$) 与低气压极限 ($\lambda_i \rightarrow \infty$), 可以得到 $\alpha_N \xrightarrow{\lambda_i \rightarrow 0} B/P$ 与 $\alpha_N \xrightarrow{\lambda_i \rightarrow \infty} P \cdot A$ 的关系(此处 A 与 B 是和气压无关的常数), 由图 1 也可看出曲线的这种变化趋势。从图 1 还可看出, 复合系数 α_N 显著地与稀释气体种类有关。Basov 等人对反应(1)采用 $\alpha_N = 2 \times 10^{-6} cm^3 sec^{-1}$ ^[12, 2], 显然这仅适合于某些特定情况,

例如用 Ne 稀释时, 在 $P=2.5 \sim 4.5 atm$ 的条件下, 其近似是良好的; 而用 He 稀释时, 在整个常用的激光器气压范围内 ($P \leq 5 atm$), 上述数值比本文计算结果偏大 4 倍以上。

图 2(a), (b), (c) 是在稀释气体分别采用 He, Ne 或 Ar 时, 三体复合系数 α_N 随温度的变化。图中 $n_0 = 2.45 \times 10^{19} cm^{-3}$ 是在 300 K 时 1 atm 稀释气体的原子数密度。图中每条曲线相应于图示的固定的气体密度数值。计算中忽略了离子平均自由程 λ_i 的温度效应^[4], 但考虑了离子迁移率随温度变化的修正效应^[8]。这些曲线均表明, 随着激光放电气体温度的升高, 复合系数 α_N 急剧地单调降低。

三、结 束 语

进一步分析本文计算结果, 可以得到如下推论:

1. 对于不同的稀释气体, 反应(1)的复合系数在不同的气压区域达到最大值, 在选择稀

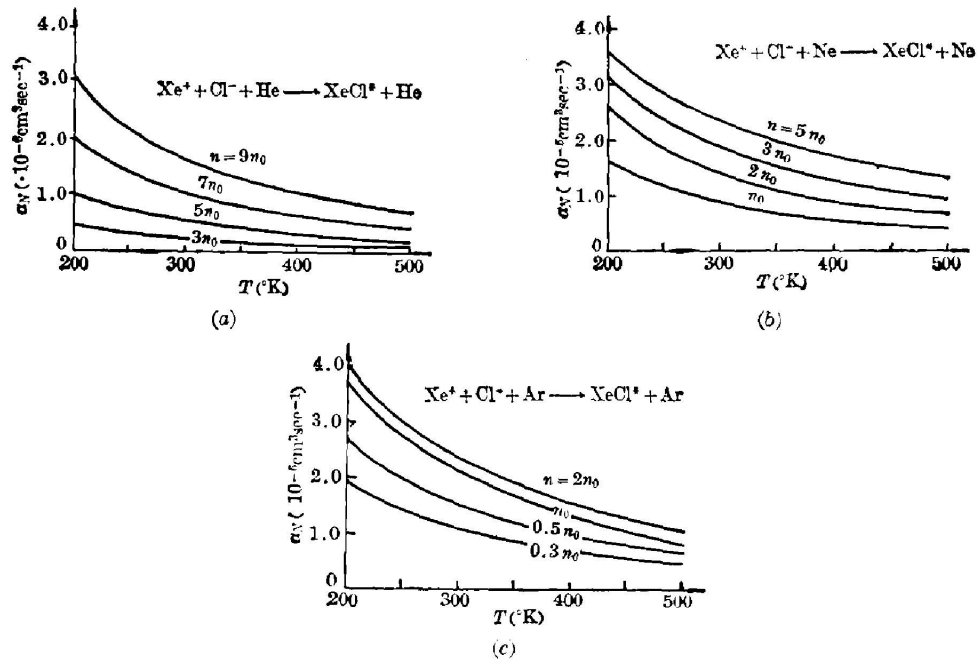


图 2 在几种不同的中性气体密度条件下, 复合系数 α_N 随中性气体温度的变化 ($n_0 = 2.45 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$)

Fig. 2 Recombination coefficient α_N for the process as a function of the neutral gas temperature for various neutral gas densities ($n_0 = 2.45 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$)

释气体种类与工作压力时, 应考虑到这个问题。用 Ar 稀释时, α_N 在 2atm 左右有最大值 $2.4 \times 10^{-6} \text{ cm}^3/\text{sec}$, 在这个气压附近, 它比用 He 或 Ne 稀释的 α_N 高得多。因此, 当激光器运转于这个气压范围 ($P < 3 \text{ atm}$) 时, 在不影响放电均匀性以及不过分降低放电电子温度的前提下, 在原来用 He 或 Ne 稀释的基础上, 再加入适量的 Ar, 有助于提高三体复合系数 α_N , 对提高激光输出效率有利。另外, 实验上观察到^[13], 在通常放电激光器的运转气压范围 ($P \leq 5 \text{ atm}$) 内, 在同样的气压与放电条件下, 用 Ne 稀释比用 He 稀释可获得高得多的激光输出能量与本征效率, 这种情况除了与用 Ne 稀释比用 He 稀释有更高的平均电子能量有关外, 另一个重要因素可能与用 Ne 稀释比用 He 稀释有更高的三体复合系数数值有关。

2. 由计算结果可见, 反应(1)的复合速率受温度变化影响极为显著。众所周知, XeCl^* 激光器的激光下能级是弱束缚结构(束缚能 $\Delta E \approx 255 \text{ cm}^{-1}$), 温度的升高虽然使下能级的猝灭速率 $k(T)$ 升高 ($k(T) = k_0 e^{-\Delta E/kT}$)^[14], 但也引起了上能级复合系数的显著降低。例如, 用 Ne 稀释时, 在 300 K 条件下工作气压取 3atm, 维持气体密度不变, 当气体温度升高到 500 K 时, 反应(1)的复合系数数值降为原来的一半, 而下能级的猝灭速率却仅仅约增加为原来的 1.6 倍。因此升高温度对提高 XeCl^* 激光输出效率不一定有利, 至少不象 XeF^* 激光器那么有利。在 XeF^* 激光器中, 实验已经证实在 500 K 时的激光输出效率比室温情况下的数值高得多^[15]。之所以有这种差别, 原因之一是 XeF^* 激光下能级 $\text{XeF}^*(X)$ 的束缚能 $\Delta E \approx 1170 \text{ cm}^{-1}$, 这比 $\text{XeCl}^*(X)$ 的 ΔE 高得多。因此随着温度的升高, XeF^* 激光下能级猝灭速率的增加比 XeCl^* 情况快得多。例如当温度同样从 300 K 升高到 500 K, XeF^* 激光下能级猝灭速率升高了几乎一个数量级, 这比 $\text{XeCl}^*(X)$ 情况大得多。

参 考 文 献

- [1] W. L. Nighan, R. T. Brown; *Appl. Phys. Lett.*, 1980, **36**, No. 7 (Apr), 498.
 [2] L. A. Levin, S. E. Moody *et al.*; *IEEE J. Q. E.*, 1981, **QE-17**, No. 12 (Dec), 2282.
 [3] Г. И. Натансон; *Ж. Т. Ф.*, 1959, **29**, №. 11, 1373.
 [4] E. W. Modaniel; *«Collision Phenomena in Ionized Gases»*, (John Wiley & Sons, Inc., 1964), Chapter 12.
 [5] D. R. Bates, M. P. Flannery; *J. Phys. B: (Atom. Molec. Phys.)*, 1969, **2**, No. 2 (Feb), 184.
 [6] M. R. Flannery; *Chem. Phys. Lett.*, 1978, **56**, No. 1 (Mar), 143.
 [7] L. Loeb; *«Basic Processes of Gaseous Electronics»*, (University of California Press, Berkley, 1955), Chapter 6.
 [8] *ibid*, Chapter 9.
 [9] C. L. Chen; *Phys. Rev.*, 1963, **131**, No. 6 (Sep), 2550.
 [10] I. Dotan, D. L. Albritton *et al.*; *J. Chem. Phys.*, 1977, **66**, No. 5 (Mar), 2232.
 [11] I. Dotan, D. L. Albritton; *J. Chem. Phys.*, 1977, **66**, No. 11 (Jan), 5238.
 [12] N. Basov, E. P. Glotov *et al.*; *Sov. Tech. Phys. Lett.*, 1979, **5**, No. 4 (Apr), 183.
 [13] 郑承恩等; «电子学报», 1983, (待发表).
 [14] R. W. Waynant, J. G. Eden; *Appl. Phys. Lett.*, 1980, **36**, No. 4 (Feb), 262.
 [15] M. Rokni, J. H. Jacob *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1980, **36**, No. 4 (Feb), 243.

Study of three-body ion-ion recombination in XeCl* 3080 Å laser

ZHENG CHENGEN

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

(Received 10 September 1982, revised 15 December 1982)

Abstract

Recombination rates for processes $Xe^+ + Cl^- + M \longrightarrow XeCl^* + M$ ($M = He, Ne$ or Ar) have been calculated. It has been found that the recombination rates in buffer rare-gases He, Ne, Ar at 300 K reach the maximums of $3.3 \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$, $2.5 \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$, $2.4 \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$, at pressures of 17 atm, 6.5 atm, 2 atm respectively. In addition, the recombination rates drastically decrease with increasing gas temperature at fixed gas density.