

# 铜蒸气激光器扩散系数的研究

于德利 陶永祥 尹宪华 王润文

(中国科学院上海光机所 上海 201800)

**提要** 推导了铜蒸气激光器带电粒子的双极扩散系数。结合铜蒸气激光器动力学模型对铜蒸气激光器动力学过程中的铜亚稳态粒子热扩散去激发及带电粒子双极扩散进行了分析。定量地给出了粒子热扩散项对铜亚稳态粒子密度及电子的双极扩散对电子密度的影响。

**关键词** 铜亚稳态粒子, 双极扩散, 热扩散

在自终止铜蒸气激光动力学过程中, 扩散项有两种形式, 它们是中性粒子的热扩散和带电粒子的双极扩散。铜原子激光下能级是一亚稳态, 其亚稳态粒子的去激发除热扩散到管壁去激发方式外还有原子间碰撞及超弹性碰撞等方式。而电子密度的变化是由电离、复合、彭宁碰撞及双极扩散等过程作用的结果。铜亚稳态粒子数的初始值直接影响到铜蒸气激光器的输出功率<sup>[1]</sup>。电子密度会影响到放电管内等离子体的特性<sup>[2]</sup>, 同时电子密度与电子温度紧密相连。电子温度对于激光器的效率又是至关重要的<sup>[3]</sup>, 尤其是对于大口径铜蒸气激光器, 因此研究铜蒸气激光器动力学过程中扩散项作用的机制对铜蒸气激光器的设计者是非常有益的。本文定量地讨论了扩散系数(热扩散, 双极扩散)及其对影响激光效率的电子密度及亚稳态铜粒子密度的不同时刻的影响。

## 1 热扩散及双极扩散表达式

在铜蒸气激光器动力学过程中, 中性铜粒子的热扩散系数  $D_j$  可以表示成如下形式<sup>[3]</sup>

$$D_j = D_j^* \left[ \frac{N_e^*}{N_e} \right] \left[ \frac{T_g}{273} \right]^{1/2} \quad (1)$$

$D_j^*$  为标准气压温度(STP)下的扩散系数( $2.89 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ )<sup>[3]</sup>。 $N_e^*$  为在 STP 下的缓冲介质氙的粒子数密度。 $N_e$ ,  $T_g$  分别为缓冲介质氙的密度和气体温度(K)。铜蒸气激光器放电管内的铜粒子密度与缓冲气体氙粒子密度相比低两个数量级以上, 故可忽略铜粒子密度对扩散系数的影响。

对于铜蒸气激光器动力学过程中的双极扩散系数可按如下推导其表达式。对于铜蒸气激光器等离子体内的单位体积扩散电子数  $\Gamma_e$ <sup>[4]</sup> 为

$$\Gamma_e = - D_e \nabla n_e - u_e n_e \vec{E} \quad (2)$$

其中  $D_e$  为电子热扩散系数,  $n_e$  为电子密度,  $u_e$  为电子的迁移速率,  $\vec{E}$  为电场强度。对于具有轴中

心对称的铜蒸气激光器放电管内的双极径向电场, 以上矢量表达式可以化简成如下标量表达式, 其中  $r$  为激光放电管径向变量

$$\Gamma_e = - D_e \frac{\partial}{\partial r} n_e - u_e n_e E \quad (3)$$

同样对于铜蒸气激光器等离子体内单位体积扩散离子数  $\Gamma_i$  (下角  $i$  代表相应的离子情况, 如铜子( $\text{Cu}^+$ ), 氖离子( $\text{Ne}^+$ ) 以下皆同) 为

$$\Gamma_{\text{Cu}^+} = - D_{\text{Cu}^+} \frac{\partial}{\partial r} n_{\text{Cu}^+} + u_{\text{Cu}^+} n_{\text{Cu}^+} E \quad (4)$$

$$\Gamma_{\text{Ne}^+} = - D_{\text{Ne}^+} \frac{\partial}{\partial r} n_{\text{Ne}^+} + u_{\text{Ne}^+} n_{\text{Ne}^+} E \quad (5)$$

$D_i$  代表离子热扩散系数,  $n_i$  为离子密度,  $u_i$  为离子的迁移速率。此处考虑的最小径向长度 ( $\Delta r$ ) 大于德拜长度, 则有  $n_e = n_{\text{Cu}^+} + n_{\text{Ne}^+}$ 。由  $n_e = n_{\text{Cu}^+} + n_{\text{Ne}^+}$  即半径  $r$  处  $n_e(r) = n_{\text{Cu}^+}(r) + n_{\text{Ne}^+}(r)$ , 也可以得到半径  $r + \Delta r$  处 (最小径向长度即  $\Delta r$  大于德拜长度)  $n_e(r + \Delta r) = n_{\text{Cu}^+}(r + \Delta r) + n_{\text{Ne}^+}(r + \Delta r)$ 。则有

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial r} &= \frac{n_e(r + \Delta r) - n_e(r)}{\Delta r} = \frac{n_{\text{Cu}^+}(r + \Delta r) + n_{\text{Ne}^+}(r + \Delta r) - n_{\text{Cu}^+}(r) - n_{\text{Ne}^+}(r)}{\Delta r} = \\ &= \frac{\partial n_{\text{Cu}^+}}{\partial r} + \frac{\partial n_{\text{Ne}^+}}{\partial r} \end{aligned} \quad (6)$$

此处假设  $\frac{1}{2} \frac{\partial n_e}{\partial r} = \frac{\partial n_{\text{Cu}^+}}{\partial r} = \frac{\partial n_{\text{Ne}^+}}{\partial r}$ 。由于双极扩散中  $\Gamma_e = \Gamma_{\text{Cu}^+} + \Gamma_{\text{Ne}^+}$  及以上假设, 则有

$$- D_e \frac{\partial}{\partial r} n_e - u_e n_e E = - \frac{1}{2} (D_{\text{Cu}^+} + D_{\text{Ne}^+}) \frac{\partial}{\partial r} n_e + (u_{\text{Cu}^+} n_{\text{Cu}^+} + u_{\text{Ne}^+} n_{\text{Ne}^+}) E \quad (7)$$

代入  $\Gamma_e = n_e \bar{v}_\alpha = - D_e \frac{\partial}{\partial r} n_e - u_e n_e E$ , 这里  $\bar{v}_\alpha$  为双极扩散电子迁移率。则有

$$\begin{aligned} n_e \bar{v}_\alpha &= - D_e \frac{\partial}{\partial r} n_e - u_e \frac{\partial}{\partial r} n_e \times \frac{\frac{1}{2} (D_{\text{Cu}^+} + D_{\text{Ne}^+}) - D_e}{u_e + \frac{u_{\text{Cu}^+} n_{\text{Cu}^+} + u_{\text{Ne}^+} n_{\text{Ne}^+}}{n_e}} \\ \bar{v}_\alpha &= - D_\alpha \left[ \frac{\partial}{\partial r} n_e \right] (n_e)^{-1} \\ D_\alpha &= \frac{D_e \left[ u_{\text{Cu}^+} \frac{n_{\text{Cu}^+}}{n_e} + u_{\text{Ne}^+} \frac{n_{\text{Ne}^+}}{n_e} \right] + u_e \frac{1}{2} (D_{\text{Cu}^+} + D_{\text{Ne}^+})}{u_e + \left[ u_{\text{Cu}^+} \frac{n_{\text{Cu}^+}}{n_e} + u_{\text{Ne}^+} \frac{n_{\text{Ne}^+}}{n_e} \right]} \end{aligned} \quad (8)$$

$D_\alpha$  即为径向双极扩散系数。由于  $\frac{u_i}{u_e} \propto \frac{m_e}{m_i} \ll 1$ ,  $m_e$  和  $m_i$  分别为电子和离子质量, 所以上式可写成

$$D_\alpha = \left[ D_e \left[ u_{\text{Cu}^+} \frac{n_{\text{Cu}^+}}{n_e} + u_{\text{Ne}^+} \frac{n_{\text{Ne}^+}}{n_e} \right] + u_e \frac{1}{2} (D_{\text{Cu}^+} + D_{\text{Ne}^+}) \right] (u_e)^{-1} \quad (9)$$

又因为  $\frac{D_e}{u_e} = \frac{kT_e}{e}$  或  $\frac{D_i}{u_i} = \frac{kT_i}{e}$  (爱因斯坦关系),  $k$  为玻耳兹曼常数,  $T_e$  为电子温度,  $T_i$  为离子温

度, 所以  $D_\alpha = \frac{kT_e}{e} \left[ u_{\text{Cu}^+} \frac{n_{\text{Cu}^+}}{n_e} + u_{\text{Ne}^+} \frac{n_{\text{Ne}^+}}{n_e} \right] + \frac{1}{2} (D_{\text{Cu}^+} + D_{\text{Ne}^+})$ , 即

$$D_\alpha = \frac{kT_e}{e} \left[ u_{\text{Cu}^+} \frac{n_{\text{Cu}^+}}{n_e} + u_{\text{Ne}^+} \frac{n_{\text{Ne}^+}}{n_e} \right] + \frac{1}{2} \left[ \frac{kT_{\text{Cu}^+}}{e} u_{\text{Cu}^+} + \frac{kT_{\text{Ne}^+}}{e} u_{\text{Ne}^+} \right] \quad (10)$$

这里  $T_e$  和  $T_i$  就是激光管中气体温度,  $u_i$  离子的迁移率可用下式表示<sup>[3]</sup>

$$u_i = u_i^* \left[ \frac{N_e^*}{N_e} \right] \left[ \frac{273}{T_g} \right]^{1/2}$$

其中  $u_i^*$  为 STP 下的速度。此处  $u_{Cu^+}^* = 9.0 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}$  及  $u_{Ne^+}^* = 4.1 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}$ <sup>[3]</sup>,  $V$  为电压单位伏特。将以上各式及常数代入式(10)得到如下表达式

$$D_\alpha = \left[ \frac{1}{T_g} \right]^{0.5} \frac{2.56 \times 10^{18}}{N_e} \left[ 9.0 \times \left[ T_e \frac{n_{iCu^+}}{n_e} + \frac{1}{2} T_g \right] + 4.1 \times \left[ T_e \frac{n_{iNe^+}}{n_e} + \frac{1}{2} T_g \right] \right] \quad (11)$$

上式的量纲为  $\text{cm}^2 \text{ s}^{-1}$ , 粒子密度量纲为  $\text{cm}^{-3}$ , 粒子温度单位为 eV。

## 2 铜蒸气激光器动力学过程中扩散项作用的分析

在我们的自洽铜蒸气激光器动力学模型中(《中国激光》待发表)双极扩散项可以表示为  $\frac{D_g}{\Lambda^2}$ , 中性粒子热扩散表示为  $\frac{D_i}{\Lambda^2}$ 。此处  $\frac{1}{\Lambda^2} = \left[ \frac{\pi}{l} \right]^2 + \left[ \frac{2.405}{b} \right]^2$  为扩散长度项, 其中  $l$  为放电长度,  $b$  为放电半径。由于  $l \gg b$ , 故扩散长度项只需考虑径向扩散, 轴向扩散项可以忽略。

对于在铜蒸气激光器动力学过程中起自终止作用的铜亚稳态粒子密度的影响, 很多文献均定性认为热扩散项很重要<sup>[5]</sup>, 尤其对于小口径铜蒸气激光器其直接影响到激光输出功率。我们的动力学模型中对亚稳态铜粒子的去激发主要考虑热扩散至管壁去激发, 中性粒子间碰撞去激发和非弹性碰撞去激发。由于放电期间电场是轴向分布对径向双极扩散无影响, 故放电期间和放电余辉期间的径向双极扩散可连续考虑。图 1 给出了以上三种对铜亚稳态粒子去激发方式随时间变化的速率。此变化率是指在 1 ns 时间内亚稳态粒子密度与此速率及  $1 \text{ ns} = 10^{-9} \text{ s}$  相乘所得的粒子数密度变化(在直径为 4 cm, 放电管长为 1.6 m, 激励电压为 12 kV, 储能电容为 6.06 nF, 气压为 2.66 kPa 条件下)。

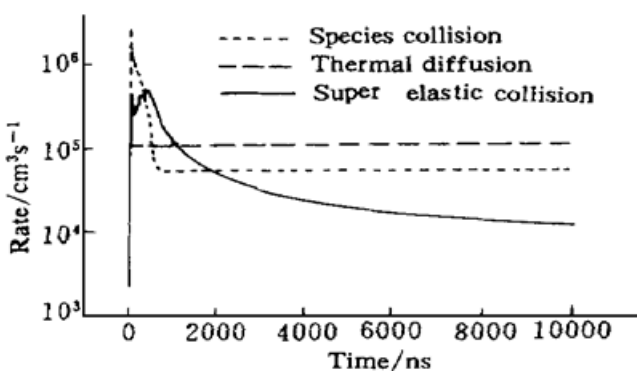


图 1 亚稳态铜粒子去激发

Fig. 1 Deexcitation rate of metastable copper species

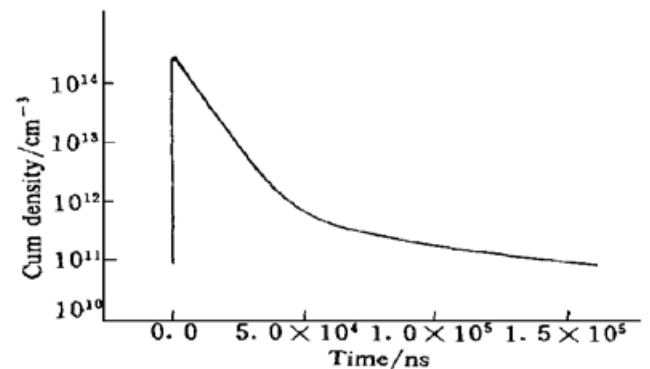


图 2 亚稳态铜粒子密度

Fig. 2 Metastable copper species density

由图 1 可以看到一个放电周期过程中不同时刻各种铜亚稳态去激发机制所起的作用, 即在大约  $1 \mu\text{s}$  之前亚稳态铜粒子的去激发主要由粒子的体碰撞进行。在  $1 \mu\text{s}$  之后亚稳态铜粒子去激发主要通过热扩散至管壁方式进行。如果放大激光管口径则可由式  $\frac{D_g}{\Lambda^2}$  得到在亚稳态铜粒子去激发机制中扩散项的作用降低。图 2 给出了铜亚稳态粒子数密度随时间变化的曲线。

图 2 给出的铜亚稳态粒子密度的变化与文献[5]的计算值及文献[6]的实际测量值相近。由图 2 也可以得到铜蒸气激光器的重复率受到亚稳态铜粒子去激发时间的限制, 如何确定好重复率可参考图 2。

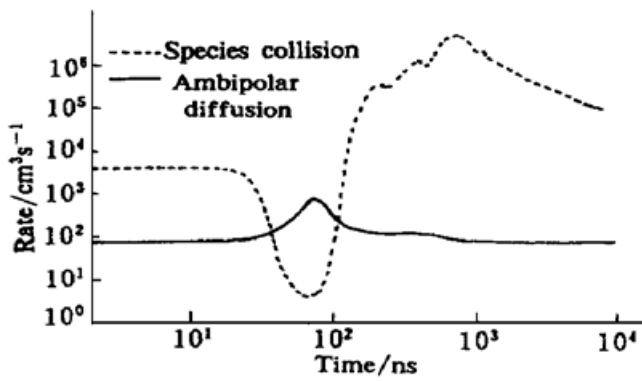


图3 电子密度变化率

Fig. 3 Variation rate of the electron density

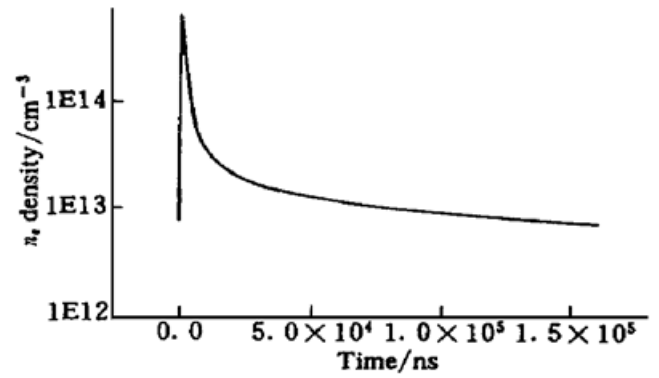


图4 电子密度

Fig. 4 Electron density

在铜蒸气激光器动力学过程中电子的双极扩散项对电子密度的影响,可以通过图3的电子复合及电子双极扩散速率得到,此处的速率即在1 ns时间内电子密度与此速率及 $1 \text{ ns} = 10^{-9} \text{ s}$ 相乘所得的电子数密度变化。由图3可以看到在铜蒸气激光器动力学过程中,电子的双极扩散在放电脉冲期间对电子密度影响很大。而在放电余辉期间电子密度的变化主要通过电子与离子复合得到。图4给出了电子密度变化曲线。由图3和图4可以定量地看到每个放电周期中电子的增加和减少的原因及具体数值。

### 参 考 文 献

- 1 M. J. Kushner. A self-consistent model for high repetition rate copper vapor lasers. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1981, **QE-17**(8): 1555~ 1565
- 2 Deli Yu, Yongxiang Tao, Xianhua Yin *et al.*. Numerical and experimental analysis of Copper-vapor laser discharge. *Microwave and Optical Technol. Lett.*, 1998, **17**(6): 402~ 405
- 3 Robert J. Carman, D. J. W. Brown, J. A. Piper. A self-consistent model for the discharge kinetics in a high-repetition rate copper-vapor laser. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1994, **30**(8): 1876~ 1895
- 4 Jing Youmin, Fan Yousan. *Low Energy Plasma Physics*. Beijing: Qinghua Publish Station, 1983. 17~ 18 (in Chinese)
- 5 M. J. Kushner, B. E. Warner. Large-bore Copper-vapor lasers: Kinetics and scaling issues. *J. Appl. Phys.*, 1983, **54**(6): 2970~ 2982
- 6 V. M. Batenin, I. P. Zapesochnyi, V. A. Kel'man *et al.*, Radial inhomogeneities of the active medium plasma parameters in a self-heated copper vapor laser during the interpulse period. *Sov. J. Quantum Electron.*, 1989, **19**(11): 1425~ 1430

## Study of Diffusion Coefficient in Copper-vapor Laser

Yu Deli Tao Yongxiang Yin Xianhua Wang Runwen

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

**Abstract** The ambipolar diffusion coefficient of charged copper species in copper vapor laser is theoretically deduced. On the base of the copper-vapor laser kinetic model the thermal diffusion coefficient for the metastable copper species and the ambipolar diffusion coefficient for electrons are analyzed. The influence of thermal diffusion on metastable copper density and the ambipolar diffusion on electron density is quantitatively analyzed.

**Key words** metastable copper species, ambipolar diffusion, thermal diffusion