

溴化亚铜激光气体温度的 径向分布与时间变化

程 成

杭州师范学院物理系, 杭州 310012

孙 威

浙江大学物理系, 杭州 310027

1992年12月23日收到

应用脉冲期间等离子体电子温度和电子密度实验值, 通过一自洽模型, 得到了 CuBr 激光气体温度、原子密度的径向分布与时间变化. 中心气体温度 1400—1800 K, 中心温度随时间的波动达 300—500 K. 气体原子密度的径向分布呈一凹形.

PACC: 4255H; 4255

一、引 言

铜和溴化亚铜激光(CVL)是近年来引起人们注意的一种激光. 它具有效率高、波长合适、功率大、应用广泛等特点^[1-4].

在 CVL 的研究中, 需要解决的一个问题是激光束的“黑心”, 即激光功率在近轴心区域降低, 形成黑斑. 实验表明^[5]：“黑心”与激光的气体温度、激光管口径等密切相关. 我们在研究 CVL 的动力学过程时也发现^[6]：激光能级的布居、反转以及激光功率等都与气体温度有关. 由于气体温度不仅仅取决于放电管管壁温度, 它还与放电参量、气体参量以及几何参量有关, 因此, 实验上很难测量其中心温度或温度的空间时间分布.

在理论计算上, 确定 CVL 的温度, 一般应当综合考察气体原子、电子、离子以及各种相关粒子相关能态的密度方程和温度(能量)方程. 对纯铜激光, Kushner 等人^[2]曾做过这方面的工作. 对于 CuBr 激光, 由于溴的存在, 使其微观动力学过程与纯铜激光相差很大, 影响等离子体电子温度、电子密度的因素也很复杂. Astadjov 等人^[3]略去了 CuBr 激光等离子体中的微观动力学过程, 从宏观的稳态热传导方程出发, 曾计算过稳态气体温度的径向分布. 由于 CVL 是脉冲式放电, 显然, 稳态模型有其局限性.

文献[7, 8]通过实验测量 CuBr 激光等离子体区中残留杂质氢原子 H α /H β 谱线的相对强度, 确定了脉冲期间 CuBr 激光等离子体电子温度和电子密度随时间的变化. 本文应用这些电子温度和电子密度实验值, 通过气体原子能量方程、密度方程、弛豫期间的电子温度和电子密度方程以及放电电路方程等, 建立了一周期性自洽模型, 由数值计算, 得到了 CuBr 激光气体温度、气体原子密度的径向分布和时间变化.

二、模型描述

对于纵向放电的 CuBr 激光, 放电管内为弱电等离子体. 每类粒子能量变化由三个原因引起: 电流的焦耳加热、碰撞能量交换以及粒子运动时的能量迁移. 对于气体原子, 能量方程为

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} n_a k T_g \right) = J E_l + \sum_j \frac{3}{2} n_a^j \frac{2m_e}{m_a^j} k (T_e - T_g) \nu_{ae}^j + \nabla \cdot (\lambda_a \nabla T_g), \quad (1)$$

式中 n 为数密度, J 为电流密度, E_l 为纵向电场, γ 为碰撞频率, λ 为热扩散系数. 下角标 a, e, g 分别表示原子、电子、气体. (1) 式等号右边第一项为电流的焦耳加热, 第二项为与电子碰撞的能量交换, 第三项为热扩散损失.

在激光正常工作状态下, 缓冲气体氙的数密度可达 $10^{17} - 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, 它远高于铜或溴的数密度 $\sim 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ [6], 因而, (1) 式等号右端第二项求和号实际只剩下氙的一项.

缓冲气体氙的数密度方程为

$$\frac{\partial n_a}{\partial t} = \nabla \cdot (D \nabla n_a) - \nabla \cdot (n_a \mathbf{u}) - \text{电离项} + \text{复合项}, \quad (2)$$

式中 $D, \mathbf{u}$ 分别为密度扩散系数和运流速度. 电离项和复合项中一般应包含电子碰撞作用与重粒子碰撞作用. 在 CuBr 激光放电条件下, 电子温度最高只有几个电子伏特 [7], 弛豫期间电子温度更低, 电子温度远低于氙的电离阈 (21.6 eV). 因而, 电子的碰撞作用可以略去. 对于重粒子的碰撞作用, 由 Massey [9] 判据易知, 也完全可略去, 因此, (2) 式中实际只剩下第一项密度扩散与第二项运流输运.

放电管内, 缓冲气体沿纵向缓缓流动, 气体原子数密度恒定, 应有

$$\nabla \cdot (n_a \mathbf{u}) = \frac{n_a}{T_g} \frac{\partial T_g}{\partial t} - \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R \frac{n_a}{T_g} \frac{\partial T_g}{\partial t} 2\pi r dr, \quad (3)$$

其中 πR^2 为放电管截面.

下面对 (1), (2) 式中各有关参量考虑如下:

1. 放电电场与电流

CuBr 激光放电可用一等效电路表示 (如图 1). 充氢闸流管 ST 具有开关的特征时间 τ_s , 它为充电电压 V_0 的函数, 它使得放电电压滞后一个时间到达峰值. 电压方程为

$$\frac{dV}{dt} = f(\tau_s) - \frac{I}{C} - R \frac{dI}{dt} - L \frac{d^2 I}{dt^2}. \quad (4)$$

在文献 [7] 中, 考虑了电子-离子, 电子-原子碰撞, 给出了沿激光管纵向的等离子体电阻率, 电流可表示成

$$I = \pi R^2 \frac{E_l}{\eta} = \frac{\pi R^2 E_l}{7.27 \times 10^{-5} z \frac{\ln \lambda}{T_e^{3/2}} + 3.8 \times 10^{-7} \frac{\langle n_a \rangle}{\langle n_e \rangle} T_e}, \quad (5)$$

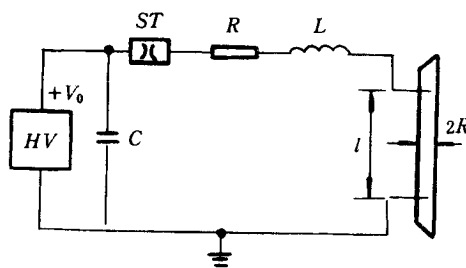


图 1 CuBr 激光放电的等效电路

其中 z 为离子电荷数, $\ln \lambda$ 为库仑对数 (~ 10).

图 1 中, $l/R \gg 1$, 电场沿径向的趋肤效应很弱, 可认为电场沿径向是均匀的^[2].

2. 电子密度与电流密度

电子(电流)密度对温度的影响较大. 电子密度的一般方程为

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \sum_{i,j} s_i^j n_e n_i^j - \sum_{i,j} n_i^j n_e (\alpha_i^j + n_e \alpha_i'') + \sum_j n_m^j n_i^j s_i^j - \nabla \cdot (n_e \mathbf{u}_e), \quad (6)$$

式中 n_i^j 为第 j 类粒子 i 能态数密度, s_i^j 为电子碰撞电离率, s_i^j 为 Penning 电离率, n_m^j 为重粒子亚稳态数密度, α_i^j 和 α_i'' 为辐射复合系数与电子碰撞复合系数. $n_e \mathbf{u}_e = -\mu_e n_e \mathbf{E} - D_e \nabla n_e$ (μ_e 为电子迁移率, $\mathbf{E}$ 为内外总电场).

同理, 也可列出离子的密度方程.

CuBr 激光放电中, 电脉冲时间 ($\sim 0.1 \mu\text{s}$) 远小于弛豫过程时间 ($50 \mu\text{s}$), 因而, 对电子密度的径向分布, 可主要考虑弛豫过程. 弛豫期间, 电离速率与复合速率大致平衡, 电子密度以双极扩散的形式扩散到壁而损失. 双极扩散频率 D_a/Λ^2 (D_a 为双极扩散系数, Λ 为扩散长度) 与电子密度的复合频率 $(\alpha' + n_e \alpha'') n_e$ 之比值 $\delta \approx 10^2 - 10^3 \gg 1$, 或即可以略去复合作用项. 结合离子的密度方程, 由等离子体准电中性原理 ($n_e \approx n^+$), (6) 式可写成

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \nabla \cdot (D_a \nabla n_e) \quad (7)$$

双极扩散系数 D_a 弱依赖于电子温度和离子温度, 忽略其空间的不均匀性, (7) 式的空间解为一贝塞耳函数. 注意到在管壁处的边界条件 $n_e(R) = 0$, 取零阶模, 可设 $n_e(r) = n_0 J_0(r/\Lambda)$ ($\Lambda = R/2.4$). 沿径向平均的平均电子密度为

$$\langle n_e \rangle = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R n_e(r) 2\pi r dr = n_0 \frac{J_1(2.4)}{1.2}. \quad (8)$$

于是, 电子密度的径向分布为

$$n_e(r) = \frac{1.2 \langle n_e \rangle}{J_1(2.4)} J_0\left(\frac{r}{\Lambda}\right), \quad \text{cm}^{-3}, \quad (9)$$

电流密度的径向分布为

$$J(r) = \frac{I}{\pi R^2} \frac{1.2}{J_1(2.4)} J_0\left(\frac{r}{\Lambda}\right) \quad \text{A} \cdot \text{cm}^{-2}. \quad (10)$$

此外, (7) 式的时间解具有一指数形式, 且应收敛于初始时刻的电子密度值.

3. 电子温度

电子温度和放电电场、电子与各种激光工作物质粒子的弹性碰撞与非弹性碰撞、电子的热扩散和密度扩散有关. 对 CuBr 激光, 电子与卤族元素之间存在着碰撞能量交换. 特别是在弛豫过程中, 卤族元素(铜)会捕获电子而成为负离子^[4,10], 其碰撞交换截面或是精度很低, 或是尚不清楚. 因而, CuBr 激光电子温度的理论模拟比较困难. 本文对电子温度分成两个时间区域: 脉冲期间与弛豫过程. 在脉冲期间, 采用我们实验测量的值. 在弛豫过程, 设电子温度为指数下降, 且收敛于脉冲初始时刻的平均气体温度值.

此外, CuBr 激光等离子体中, 电子密度一般在 $\sim 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ^[6], 电子-电子的碰撞弛豫时间很短 ($\tau_{ee} \lesssim 1 \text{ ns}$ ^[11]), 因而, 电子温度的空间分布是均匀的.

4. 气体原子(主要是氟原子)与电子的弹性碰撞

本文采用 Massey 等人^[12]介绍的碰撞截面,对电子的麦克斯韦速率分布求平均,可得碰撞频率为

$$\nu_{ae} = \langle \sigma v_e \rangle n_e = \begin{cases} 1.26 \times 10^{-8} T_e^{0.74} n_e & s^{-1} \quad (2 \text{ eV} \lesssim T_e \lesssim 5 \text{ eV}) \\ 1.05 \times 10^{-8} T_e n_e & s^{-1} \quad (T_e \lesssim 2 \text{ eV}) \end{cases}; \quad (11)$$

5. 氖原子热扩散系数^[3]

$$\lambda_a = 0.97 \times 10^{-5} T_g^{0.685} \quad W \cdot cm^{-1} \cdot K^{-1}. \quad (12)$$

6. 氖原子密度扩散系数

文献^[13]中,给出了与实验结果相当符合的 Chapman 方程和有关数据.经计算,氖的密度扩散系数为

$$D = 4.2 \times 10^{17} \frac{T_g^{0.6561}}{n_a} \quad cm^2 \cdot s^{-1}. \quad (13)$$

综上所述,联立方程(1)–(4)和(7),将各有关参量代入方程,可得一非线性偏微分方程和积分方程组.用隐式差分法,将偏微分方程化成差分方程,并化成三对有矩阵方程,应用“追赶法”,在计算机上作数值求解.其中边界条件(如管壁温度 $T_w = 723 \text{ K}$)保持不变.对气体温度和原子密度,先任意假设一个初始分布.经过一整个周期的计算,可得弛豫末期的温度和密度的径向分布.然后,不断调整其初始分布,最终使一周期的始末分布相符合,形成周期性自洽,即可得最后结果.

三、计算结果

图2为模拟的典型的放电电压、电流以及电子温度、电子密度的实验值.图3为模拟峰值电压 $V_0 = 9 \text{ kV}$ 时气体温度的径向分布和时间变化.图4为同一时刻不同放电电压下温度的径向分布.图5和图6为中心温度随时间的变化.图7为原子密度的径向分布.

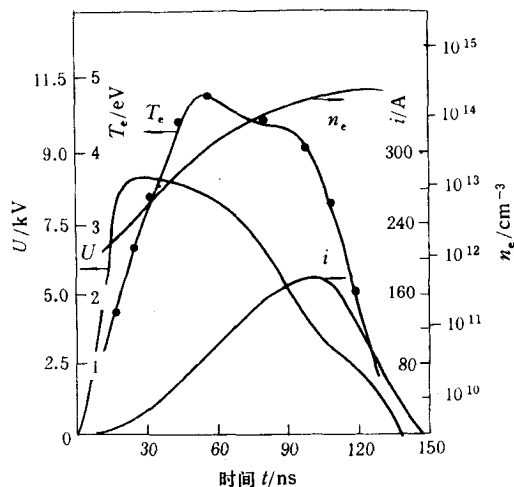


图2 模拟的典型的放电电压、电流以及电子温度、电子密度的实验值^[7,8]

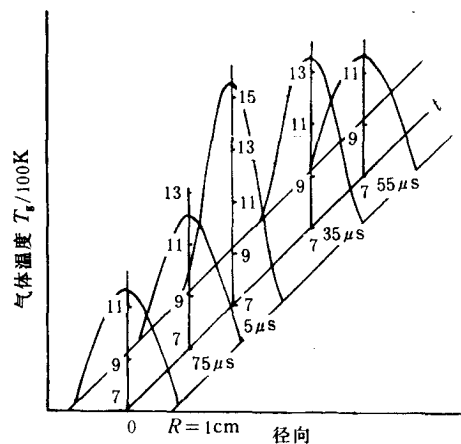


图3 峰值电压 $V_0 = 9 \text{ kV}$ 时气体温度的径向分布和时间变化 (注:时间轴不均匀)

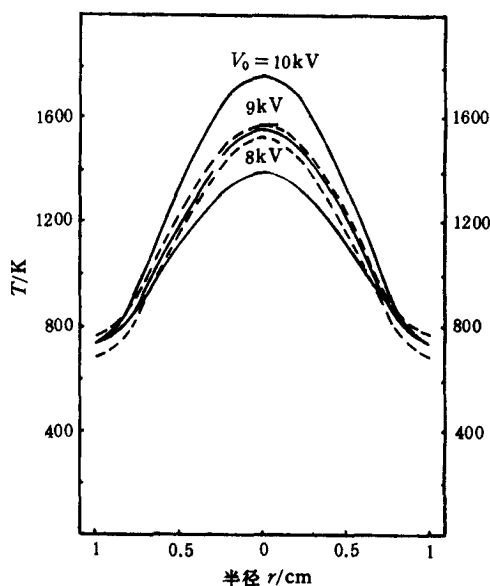


图4 同一时刻 $t = 5 \mu\text{s}$ 不同放电电压下的温度的径向分布 虚线为 $V_0 = 9 \text{ kV}$ 时不同管壁温度条件下的径向分布

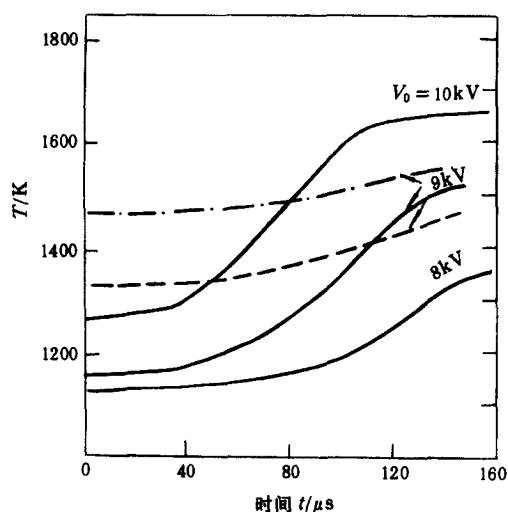


图5 脉冲期间中心温度随时间的变化 ——为气压 30 Torr;—·—为90 Torr;----为60 Torr.

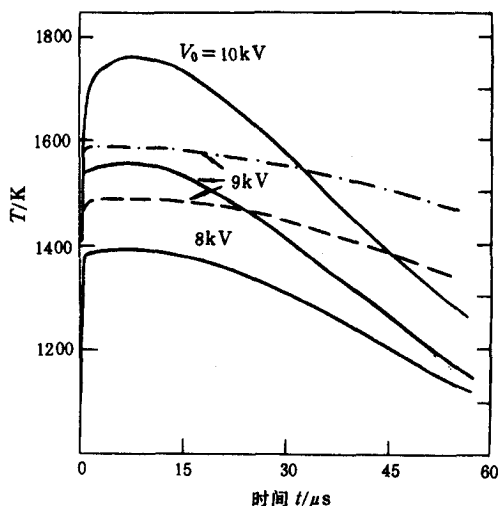


图6 弛豫期间中心温度随时间变化 ——为气压30 Torr;—·—为90 Torr;----为60 Torr.

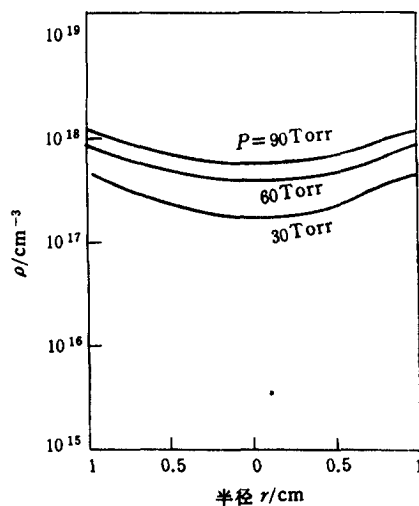


图7 气体原子密度 ρ 的径向分布

计算结果表明:

1) 气体温度具有一明显的径向分布. 放电电压越高, 电流越大, 温度越高. 对不同的放电电压, 中心温度最高可达1400~1800 K.

2) 气体温度随时间改变而变化. 在电脉冲前期, 温度上升不是很明显. 在电脉冲后期, 温度上升较快. 一个周期中, 中心温度的波动 $\Delta T_c \approx 300-500 \text{ K}$, 且随放电电压不同而异.

3) 如果提高管壁温度, 则温度的平均值也略有提高, 但其径向轮廓(见图4中虚线)改变不大, 其时间行为也无多大变化. 如果提高气体压强(见图5和图6), 则初始温度提高, 温度的变化趋于平缓.

4) 气体原子密度的径向分布呈一凹形, 且随时间改变其变化很小. 管壁处的密度比中心密度约大1倍.

计算表明: 方程(1)中, 引起温度变化的主要是电流的焦耳加热项. 由于电流密度中心大, 边缘小, 因而中心温度上升得快. 在弛豫期间, 热扩散损失为主. 电子的热碰撞交换项, 无论在脉冲或弛豫期间, 贡献都较小, 可以忽略.

计算还表明: 空间各点的压强基本相等, 平均压强随时间改变其相对变化 $\Delta P/P \sim 5\%$, 或即压强的空间分布是近似均匀的.

四、讨论与结论

本文得到的气体温度, 是在假定管壁温度不变情况下得到的, 这实际上意味着放电管壁是绝热的, 因而, 输入的电功率全部用来提高气体温度. 在本文所述的条件下, 由热容量定义可知, 经过一周期之后, 每脉冲平均温度升高 $\langle \Delta T_g \rangle = \Delta W / \rho C_p \approx 8 \text{ K}$. $\langle \Delta T_g \rangle$ 虽然很小, 但中心温度的波动很大, 温度的径向分布随时间改变也有较大的变化. 因此, 作为详细考察激光的动力学过程, 尤其是弛豫过程, 考虑温度的时空变化是必要的.

在图5和图6中, 当气压较高时(此时, 激光器已不处在最佳运行条件下), 或在激光脉冲出现之前($t \lesssim 70 \text{ ns}$), 温度的变化比较缓慢. 这时, 作为粗略考虑, 可以当作稳态来处理.

本文得到的气体原子密度在径向的凹形分布, 相当于其具有一个负透镜效应, 这与 Zharikov 等人^[14]对 CVL 透镜效应的实验测量的结果是一致的.

在计算中, 无论是在脉冲或弛豫期间, 我们都曾采用过不同的径向分布的电子密度(电流密度), 例如均匀分布, 指数分布等等, 结果气体温度和原子密度等均不能形成周期性自洽. 这也说明电子密度的贝塞耳函数分布是合适的.

对快脉冲放电的 CuBr 激光, 关于“气体温度”, 还需考察温度的所谓弛豫时间. 如果气压为 30 Torr, 取平均温度为 1200 K, 氮原子碰撞的特征时间为 $0.007 \mu\text{s}$, 它远小于脉冲的特征时间 $0.1 \mu\text{s}$. 因而, 即使在脉冲期间, 氮原子碰撞也是充分的. 同样可知, 氮-铜碰撞也是充分的. 气体温度即表征了氮(铜)原子温度.

本文得到的 CuBr 激光气体温度、气体原子密度的径向分布和时间变化, 有助于研究激光束“黑心”形成的原因, 有助于研究激光工作物质粒子数、激光能级尤其是亚稳能级粒子数的时间空间变化. 本文的原理与方法, 也适用于其它工作物质的金属蒸汽激光或快脉冲气体激光.

[1] H. W. Messenger, *Laser Focus World*, **26**(1990), 87.

[2] M. J. Kushner, B. E. Warmer, *J. Appl. Phys.*, **54**(1983), 2970.

[3] D. N. Astadjov, N. K. Vuchkov *et al.*, *IEEE J. Quan. Electr.*, **24**(1988), 1927.

- [4] M. J. Kushner, F. E. C. Culick, *J. Appl. Phys.*, **51**(1980),3020.
- [5] 梁宝根、陶永祥、尹宪华等,中国激光(激光器件专集),**17**(1990),38.
- [6] 程成、孙威,物理学报,**41**(1992),1605.
- [7] 程成、孙威、唐传舜,物理学报,**37**(1988),1150.
- [8] 程成、孙威、唐传舜,量子电子学,**7**(1990),321
- [9] V. E. Golant, A. P. Zhilinsky, I. E. Sakharov, *Fundamentals of Plasma Physics* (John Wiley & Sons, New York, 1980),p64.
- [10] K. F. Scheibner, A. U. Hazi, *Phys. Rev.*, **A. 38**(1988),539.
- [11] R. W. P. Mc Whirter, *Phys. Rep.*, **37**(1978),165.
- [12] H. S. W. Massey. *et al.*, *Electronic and Ionic Impact Phenomena*, Vol. 1(Clarendon, 1969),p. 26.
- [13] 童景山、李敬,流体热物理性质的计算(北京,清华大学出版社,1982),第289页.
- [14] V. M. Zharikov *et al.*, *Sov. J. Quan. Electron.*, **14**(1984),623.

RADIAL DISTRIBUTION AND TIME VARIATION OF GAS TEMPERATURE IN CuBr LASERS

CHENG CHENG

Department of Physics, Hangzhou Normal College, Hangzhou 310012

SUN WEI

Department of Physics, Zhejiang University, Hangzhou 310027

(Received 23 December 1992)

ABSTRACT

The radial distribution and time variation of gas temperature and atom density in a CuBr laser are obtained by using a consistent model and the experimental data of plasma electron temperature and density in the pulse period. The central gas temperature, the fluctuation of which is 300—500 K following the time change, is 1400—1800 K. The gas atom density exhibits a concave profile in radial direction.

PACC: 4255H;4255.