

大口径铜蒸气激光器的动力学分析

于德利 王润文 陶永祥

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

(1999 年 3 月 30 日收到; 1999 年 4 月 24 日收到修改稿)

通过建立调整大口径铜蒸气激光器的动力学模拟过程中的有关动力学参数, 得到一适用于不同输出功率的大口径铜蒸气激光器动力学模型. 在此基础上对大口径铜蒸气激光器的径向动力学参量进行了计算, 包括激励电场和亚稳态铜粒子密度等动力学参量的径向分布. 给出了大口径铜蒸气激光器的径向电子温度及发光强度分布. 尔后得到在不同充电电压及缓冲气压条件下铜蒸气激光器的输出功率. 此程序对 $\phi = 6.5 \text{ cm}$ 的大口径铜蒸气激光器的计算结果与实验符合得相当好.

PACC: 4255

1 引 言

作为激光同位素分离抽运源和拥有其他广泛应用前景(例如材料加工、激光治疗等)的大口径铜蒸气激光器^[1], 人们希望其单位体积的输出功率和激光效率越高越好. 目前我国单台铜蒸气激光器最大输出功率百瓦左右, 与世界上先进国家近千瓦的输出功率相比还有一定差距^[2, 3]. 铜蒸气激光器由小口径向大口径大功率发展过程中遇到了一系列技术上的困难, 譬如激光管与电源的匹配问题, 激光器件的结构问题, 激光脉冲“黑心”问题以及激光管内详细动力学过程等等^[3-9]. 开展小口径及大口径铜蒸气激光器动力学方面的研究是十分必要的. 迄今铜蒸气激光器模型的动力学参数并不完整. 建立通用性很好的铜蒸气激光器动力学模型, 以至将来发展成铜蒸气激光器计算机辅助设计(CAD), 其意义是重大的. 在这方面已有小口径铜蒸气激光器的自治动力学模型及大口径铜蒸气激光器动力学模型^[8-11]. 我们在小口径铜蒸气激光器物理模拟程序的基础上发展了大口径铜蒸气激光器的自治物理模拟程序. 在与实验对比的基础上确定了一些动力学参数. 对比不同缓冲气压和充电电压条件下的激光输出功率及激光脉冲空间分布, 计算结果与实验结果的趋势符合得很好. 因此可以利用此程序预测新的实验条件下的实验结果, 还可以发展成独立的大口径铜蒸气激光器的计算机辅助设计程序, 优化激光器物理参数和结构参数.

本文首先给出大口径铜蒸气激光器的动力学方程, 包括放电电路, 激光管内电场偏微分方程, 电子温度偏微分方程, 各能级铜粒子及铜离子偏微分方程, 光强微分方程和放电管内气体温度偏微分方程. 用数值计算方法获得以上方程组的自治解, 结合实验对比讨论了激光过程中的一些动力学特性, 阐明了大口径铜蒸气激光器内部的物理机制, 并解释了一些新的物理现象. 最后给出不同缓冲气压和充电电压条件下大口径铜蒸气激光器的输出功率及激光脉冲空间分布等实验结果.

2 电路及动力学方程

(1) 电路方程

采用与文献[9]相同的放电电路和方程组

$$dI_1/dt = (V_1 - V_2 - I_1 R_{th})/L_1, \quad (a)$$

$$dI_2/dt = (V_2 - V_d)/L_2, \quad (b)$$

$$dV_1/dt = -I_1/C_s, \quad (c)$$

$$dV_2/dt = (I_1 - I_2)/C_p. \quad (d)$$

(2) 动力学方程

激光管内的电场是激光管内部动力学参量变化的直接原因, 也是激光管内部参量与外部放电电路参量最为密切的参量. 我们采用的电场方程为

$$\frac{\partial E(r, t)}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0 \sigma(r, t) r} \frac{\partial E(r, t)}{\partial r} + \frac{1}{\mu_0 \sigma(r, t)} \frac{\partial^2 (E(r, t))}{\partial r^2}, \quad (1)$$

其中 $E(r, t)$ 为与时间 t , 激光管内径向 r 点有关的

电场. μ_0 为真空磁导率. $\sigma(r, t)$ 是与时空有关的等离子体电导率.

电子温度 T_e 是大口径铜蒸气激光器内最为灵敏的动力学参量, 其表达式为

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_e(r, t)}{\partial t} = & TE(r, t) + \frac{2\lambda_e}{3kn_e(r, t)} \frac{\partial^2 T_e(r, t)}{\partial r^2} \\ & + \left[T_e(r, t) \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u}{r} \right) + u \frac{\partial T_e(r, t)}{\partial r} \right. \\ & \left. + u \frac{T_e(r, t)}{n_e} \frac{\partial n_e(r, t)}{\partial r} \right] \\ & + \frac{2}{3kn_e(r, t)} \left[\left(\frac{\lambda_e}{r} + \frac{\partial \lambda_e}{\partial r} \right) \frac{\partial T_e(r, t)}{\partial r} \right. \\ & \left. - \frac{3}{2} \frac{T_e(r, t) k \partial n_e(r, t)}{\partial t} \right], \quad (2) \end{aligned}$$

其中

$$\begin{aligned} TE(r, t) = & \frac{2}{3} \left(\frac{e^2 E^2(r, t)}{m_e} + \frac{1}{n_e(r, t)} \right. \\ & \cdot \sum_{j \neq i} k_{ji} N_j N_i \Delta \epsilon_{ji} + \sum_j r_j^e N_j \Delta \epsilon_j^e \left. \right) \\ & - \chi(T_e(r, t) - T_g(r, t)) k_m. \quad (3) \end{aligned}$$

(3) 式中第一项表示外加电场的激励能贡献. 第二项表示介质粒子(包括铜和氙)间的碰撞交换能变化. 其中 $\Delta \epsilon_{ji}$ 表示 N_i 与 N_j 粒子的碰撞反应能量, m_e , e 和 n_e 分别为电子的质量、电量和密度, k_{ji} 为 N_j 能级粒子与 N_i 能级粒子碰撞, 被激励到 N_i 能级的超弹性碰撞系数. 第三项表示电子与粒子的碰撞能量交换, r_j^e 的电子与 N_j 粒子的激发或去激发碰撞系数, $\Delta \epsilon_j^e$ 为碰撞交换能. 第四项表示电子与粒子弹性碰撞过程能量交换, 其中 k_m 表示弹性碰撞给铜原子及氙原子能量的概率系数, $T_g(r, t)$ 表示管内缓冲气体温度^[9]. (2) 式中的第二项是电子径向运动, 以后的各项是热传导项. 式中 λ_e 为电子热传导系数, u 为电子径向运动速度, k 为玻尔兹曼常数.

激光管内电子密度方程为

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e(r, t)}{\partial t} = & NE(r, t) - \left(\frac{un_e(r, t)}{r} \right. \\ & \left. + u \frac{\partial n_e(r, t)}{\partial r} + n_e(r, t) \frac{\partial u}{\partial r} \right) \quad (4) \end{aligned}$$

其中

$$\begin{aligned} NE(r, t) = & \sum_j (r_{j5} N_j - \bar{r}_{5j} N_5) n_e(r, t) \\ & - n_e(r, t) \sum_{j=5,8} n_e(r, t) \\ & \cdot K_j N_j + K_p N_2 N_7, \quad (5) \end{aligned}$$

(5) 式中第一项表示电子与粒子碰撞引起的电离及消电离, 第二项表示离子与双电子碰撞复合, 使其跃迁至电离能级以下能级态粒子, K_j 为系数. 第三项表示彭宁碰撞引起铜原子电离对电子密度的贡献, K_p 为彭宁碰撞系数^[9]. (4) 式中第二项是电子径向运动项.

激光管内各能级粒子数密度方程为

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_i}{\partial t} = & \sum_{\substack{j \neq i \\ j=2,3}}^8 (r_{ji} N_j - \bar{r}_{ij} N_i) n_e(r, t) \\ & + \sum_{\substack{j \neq i \\ j=2,3}}^8 k_{ji}^i N_j N_i + \sum_{j=5 \text{ or } 8} k_{ji} N_j n_e^2(r, t) N_i \\ & + \nabla \cdot (D_i \cdot \nabla N_i) - \nabla \cdot (N_i u_s). \quad (6) \end{aligned}$$

(6) 式代表 N_i 能级粒子数的变化速率. 第一项表示电子激励的贡献, 其中 r_{ji} 代表电子碰撞介质粒子 N_j 能级激励因子, 相反 \bar{r}_{ij} 为电子对 N_i 能级的消激励因子. 第二项含义是介质中粒子相互碰撞对 N_i 能级的粒子的贡献, 其中 k_{ji}^i 为 N_j 能级粒子与 N_i 能级粒子间碰撞, 激励到 N_i 能级的粒子的激励因子. 第三项表示由于双电子碰撞引起的铜和氙的电离能级粒子消激励, 到达 N_i 能级的粒子数, k_{ji} 为激励因子^[9]. 第四项为此粒子热扩散项, D_i 为热扩散系数. 第五项铜蒸气介质团簇运动过程变化量, u_s 为输运系数.

激光光强方程为

$$\begin{aligned} \frac{\partial I(r, t)}{\partial t} = & BI(r, t) \Delta N L_T / L_0 - cI(r, t) \\ & \cdot ((1 - R) \gamma L_0 + \gamma) K + h\nu \alpha N_3 A, \quad (7) \end{aligned}$$

式中 A 为激光上能级粒子 N_3 自发辐射系数, B 为激光上能级受激辐射系数, I 为激光光强, ΔN 为激光反转粒子数, L_T 为放电管长度, L_0 为光腔长度, c 为光速, R 为腔镜反射率, γ 为分布损耗, $h\nu$ 为光子能量, α 为几何因子, $\alpha = \pi R_T^2 K (4\pi L_T^2)$. K 为激光器参量的函数^[9].

放电管内缓冲气体温度的径向分布方程为

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} N_e k T_g(r, t) \right) = & JE(r, t) \\ & + \sum_j \frac{3}{2} n_e(r, t) k \frac{2m_e}{M_j} (T_e(r, t) - T_g(r, t)) \nu_m \\ & + \left(\frac{\lambda_g}{r} \frac{\partial T_g(r, t)}{\partial r} + \frac{\partial \lambda_g}{\partial r} \frac{\partial T_g(r, t)}{\partial r} + \lambda_g \frac{\partial^2 T_g(r, t)}{\partial r^2} \right). \quad (8) \end{aligned}$$

(8) 式中 N_e 为缓冲气体氙粒子数密度, J 为电流密度, M_j 为氙原子质量, ν_m 为弹性碰撞频率, λ_g 为缓

冲气体氛的热传导系数^[18].

对于由放电电路常数微分方程组和(1)(2), (4)(6)(8)式非线性偏微分方程组成的方程组,我们分别采用 *ronge-kutta* 及差分方法求解. 通过迭代计算达到自洽, 迭代误差小于 5%. 方程中各项计算采用的初始值, 气体温度采用静态动力学参量下的缓冲气体温度分布, 电子密度径向分布为近似贝塞尔函数分布等.

3 计算结果及动力学分析

在计算程序中大部分动力学参量取自于文献[19—11], 也有个别参量, 例如铜原子碰撞电离截面, 弹性碰撞截面和亚稳态铜原子的热扩散系数等, 做了相对调整使得与我们的实验实际相符. 通过计算可以得到大口径铜蒸气激光器运行过程中的一些动力学参量的变化过程. 首先得到激光管放电电流,

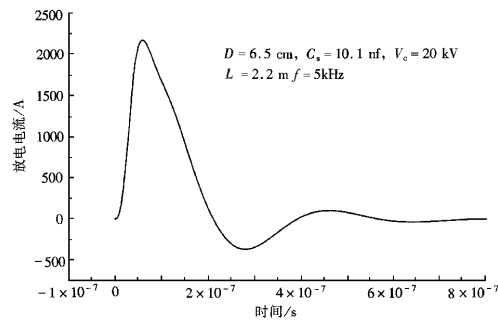


图 1 放电电流随时间的变化

如图 1 此计算值与实验值是相符的^[7,9]. 我们在调整放电电路与铜蒸气激光器管内动力学参量的关系时发现, 铜蒸气激光器的动力学参量(例如最高电子温度, 电子密度)与放电回路的关系十分密切. 这与我们实验中遇到的大口径铜蒸气激光器放电回路难调整是一致的. 尤其是闸流管回路对放电管回路的反压尤为灵敏.

图 2 为放电管内电场的径向及时间分布函数. 由于我们讨论的是大口径铜蒸气激光器, 所以必须考虑电场的趋肤效应.

由图 2 可以看到, 电场由管壁处的最大值逐渐向管中心的最小值变化, 放电管径向各点处的电场极大值的出现在时间上有一滞后.

图 3 为亚稳态铜粒子密度变化曲线. 在铜蒸气

激光器运行过程中亚稳态铜粒子的去激发直接影响到铜蒸气激光器的发光^[11].

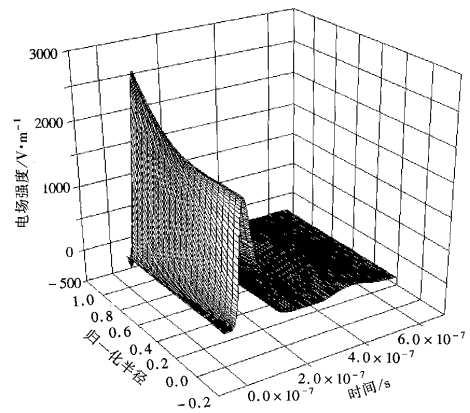


图 2 激光管内电场时空变化

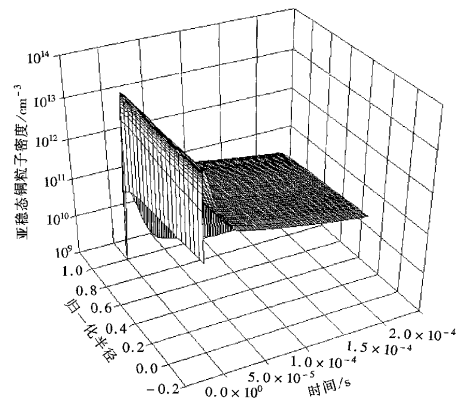


图 3 亚稳态铜粒子时空变化

由图 3 可以看到在放电脉冲到来之前亚稳态铜粒子在管中心的密度比管壁附近的密度高, 这是因为在上一个放电脉冲结束后管壁附近的亚稳态铜粒子容易被管壁碰撞去激发, 而管中心的亚稳态铜粒子主要靠三体碰撞及彭宁碰撞去激发. 当放电脉冲到来之后管壁附近的亚稳态铜粒子密度上升幅度较管壁附近的亚稳态铜粒子密度大, 因为放电管壁附近的电场强度较管中心处的电场强度大.

图 4 为放电管内电子温度空间径向时间分布图. 电子温度对于基态铜粒子向激光的上下能级跃迁概率起决定作用.

由图 4 可以看到电子温度的径向分布并非一

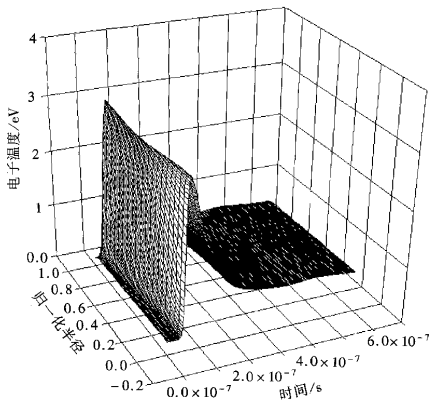


图 4 电子温度时空变化

致,管中心的电子温度因放电电场及缓冲气体压的不同而比管壁附近的电子温度或高或低.管中心的电子温度开始升高的时间比管壁附近的电子温度升高有一时间上的滞后,其下降的速度也较管壁附近的电子温度缓慢.电子温度的上升及下降与放电电场密切相关.

图 5 为铜蒸气激光器单个激光脉冲强度时空分布曲线.

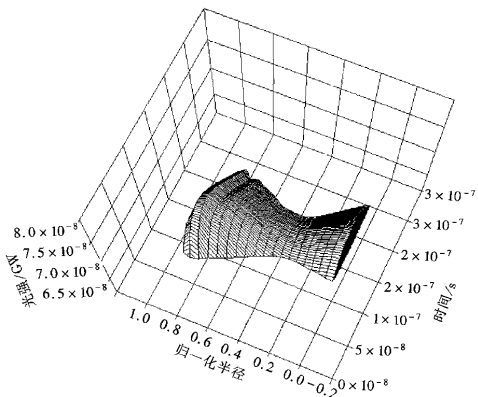


图 5 激光脉冲时空变化

由图 5 可以看到管中心光脉冲产生较管壁处产生光脉冲推迟几十 ns,这与实验上观察到的结果是一样的^[12].我们由图 5 也可以看到此光脉冲与实验一样也存在“黑心”现象^[7],表现在管壁处较管中心处的光脉冲强度及宽度均要大.

4 物理参数设计

利用此大口径铜蒸气激光器动力学模拟程序可以对 $\Phi = 6.5 \text{ cm}$ 的大口径铜蒸气激光器在不同的缓冲气体压力下的激光输出功率进行计算.图 6 给出了计算值和实验值比较.

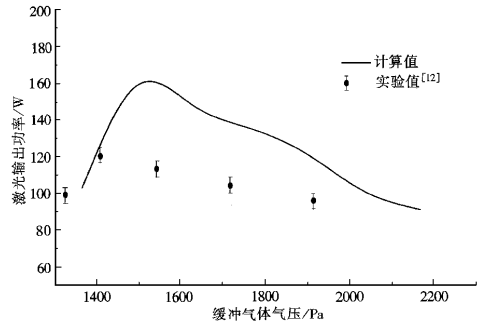


图 6 激光输出功率随气压变化

由图 6 可以看到理论计算与实验值的变化趋势相同.峰值的错位和数值的差别可能一方面是由于器件的闸流管能量耦合进激光管受限制所致,另一方面可能是由于受到缺少高功率的实验数据,使得计算参数的匹配不是最优造成,这方面需更进一步的研究.在我们的 $\Phi = 6.5 \text{ cm}$ 的大口径铜蒸气激光器充电电压为 20 kV(其他激光器物理参量图 1 中所示)时,由于闸流管能承受的最大耦合功率小于 10^4 W ,高于 100 W 的激光输出功率无法比较.在我们调试程序时可以看到当缓冲气压低时黑心现象严重,当缓冲气压升高时“黑心”降低甚至消失,但激光输出效率降低,这与我们实验观察到的现象一致.

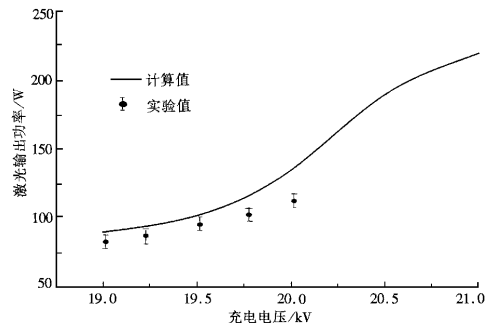


图 7 激光输出功率随充电电压的变化

图 7 给出了不同充电电压(当储能电容和重复频率一定时即是输入功率)下的激光输出功率.

由图 7 可以看到随着充电电压的增大输出功率也增加,这与实验结果是相符的.在我们实验中由于受到闸流管性能的限制,高于 20 kV 的条件无法进行比较.我们的理论计算曲线表明当电压再加高,激光输出功率上升很快.

5 结 论

由上面的分析可以得到以下结论:本文大口径铜蒸气激光器动力学分析所采用的方程较全面地模拟了器件内部的动力学过程,结果与实验有较好的吻合.成功地解释了实验观察到的大口径铜蒸气激光束产生的“黑心”现象.计算表明,它是由于在激光管内断面电场分布不均匀引起的.模拟计算预期提高充电电压(在储能电容值和重复频率不变的情况下就是提高输入功率密度),能较大幅度提高激光输出功率.这与实验结果趋势完全符合.

[1] Robert J. Carman, D. J. W. Brown, J. A. Piper, *IEEE. J. Quant. Electron* **30**(1994), 1876.

- [2] 陶永祥、尹宪华、陈林等, *激光与光电子学进展*, **7**(1996), 189 [Tao Yongxiang, Yin Xianhua, Chen Lin *et al.*, *Laser & Optics Progress*, **7**(1996), 189 (in Chinese)].
- [3] Nobutada Aoki, Hironobu Kimura, Chikara Konagai *et al.*, *SPIE*, **1412**(1991) 2.
- [4] 陶永祥、尹宪华、陈林等, *中国激光*, **A24**(2)(1997), 105 [Tao Yongxiang, Yin Xianhua, Chen Lin *et al.*, *Chinese Journal of Lasers*, **A24**(2)(1997), 105 (in Chinese)].
- [5] 陶永祥、尹宪华、陈林等, *光学学报*, **10**(1998), 1422 [Chen Lin, Tao Yongxiang, Yin Xianhua *et al.*, *Acta Optica Sinica*, **10**(1998), 1422 (in Chinese)].
- [6] Deli Yu, Yongxiang Tao, Xianhua Yin *et al.*, *Microwave and optical technology letters*, **17**(6)(1998) A02.
- [7] 梁宝根、陶永祥、尹宪华等, *中国激光* (激光器件专集) (1990), 38 [Liang Baogeng, Tao Yongxiang, Yin Xianhua *et al.*, *Chinese Journal of Lasers*, Device Volume (1990), 38 (in Chinese)].
- [8] 程成、孙威, *物理学报*, **46**(1997), 897 [Cheng Cheng, Sun Wei, *Acta Physica Sinica*, **46**(1997), 897 (in Chinese)].
- [9] Deli Yu, Yongxiang Tao, Xianhua Yin *et al.*, *Journal of Chinese Laser* (中国激光海外版), **B8**(1)(1999), 21.
- [10] R. J. Carman *J. Appl. Phys.* **82**(1997), 71.
- [11] M. J. Kushner, B. E. Warner *J. Appl. Phys.* **54**(1983) 2970.
- [12] 尹宪华、陶永祥、陈林等, *中国激光*, **A24**(4)(1997), 293 [Yin Xianhua, Tao Yongxiang, Chen Lin *et al.*, *Chinese Journal of Lasers*, **A24**(4)(1997), 293 (in Chinese)].

KINETIC ANALYSIS OF LARGE-BORE COPPER-VAPOR LASER

YU DE-LI WANG RUN-WEN TAO YONG-XIANG

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

(Received 30 March 1999; revised manuscript received 24 April 1999)

ABSTRACT

Through establishing and adjusting the kinetic parameters, a kinetic model for a series of large-bore copper-vapor lasers is completed. On the basis of this model the radius kinetic parameters are calculated, including the stimulating electric field and the metastable state copper density. The radial electron temperature and intensity of large-bore copper laser are presented. Then the output power under different buffer gas pressures and charging voltages are given. These are in good agreement with the calculated and measured results for $\Phi = 6.5$ cm copper vapor laser.

PACC : 4255