

脉冲激光等离子体中时间分辨的 电子温度和电子密度

程 成

(杭州师范学院物理系)

孙 威 唐 传 舜

(浙江大学物理系)

1987年9月17日收到

本文讨论了一种利用残留在激光器中杂质氢原子的时间分辨光谱,来确定脉冲激光等离子体电子温度和电子密度的方法。根据这个方法,通过实验获得了脉冲 CuBr 激光等离子体的电子温度和电子密度的时间行为。

一、引 言

气体激光器中等离子体的电子温度和电子密度是影响激光器性能的两个重要参数。特别是对于自限跃迁型激光器,电子温度和电子密度的时间行为,直接影响着粒子数反转和自终止的快慢,影响着激光输出的脉冲宽度和平均功率。因此,测量和研究在脉冲放电期间电子温度和电子密度的时间变化过程,从而探索提高激光功率的途径,成为人们关心的一个课题。近年来, Kushner^[1,2], Harstad^[3], 史斌星^[4]和夏铁君^[5]等人分别用计算机模拟金属蒸气激光过程,计算了铜、氯化亚铜、铅等金属蒸气激光等离子体中电子温度和电子密度的时间变化。但是,由于在快脉冲放电过程中,随时间迅速变化的电子温度和电子密度的测量异常困难,迄今为止,很少见到有关实验报道。因此,他们的计算结果,无法直接为实验证实。本文讨论了一种利用残存在激光器中的杂质氢原子的时间分辨光谱,来同时确定脉冲激光等离子体电子温度和电子密度的方法。根据这个方法,实验获得了 CuBr 激光等离子体的电子温度和电子密度随时间的变化。把本文的结果与 Harstad^[3]等人计算机模拟结果及 Batenin^[6]的电子密度实验结果作了比较。

二、原 理

众所周知,在金属蒸气激光等离子体中,存在着许多杂质原子,如氢、氧、氮等。在脉冲放电期间,随着电子温度迅速上升,这些杂质原子会受激产生自发辐射,其辐射荧光光谱为多普勒线型,光学厚度是薄的。荧光谱线强度 I_{ji} 正比于自发跃迁的上能态密度 N_i

$$I_{ji}(T_e) \propto \frac{1}{4\pi} A_{ji} h \nu_{ji} N_i(T_e), \quad (1)$$

式中 A_{ji} 为 $j \rightarrow i$ 能态的自发跃迁几率, $h\nu_{ji}$ 为跃迁能级差. 对氢原子, 能级可用图 1 表示. 图 1 中 j 为所考虑的跃迁上能级, i 代表除 j 之外的任意能级. j 态的粒子数速率方程为

$$\begin{aligned} \frac{dN_j(T_e(t))}{dt} = & N_e(T_e) \sum_{i \neq j} Q_{ji}(T_e) N_i(T_e) \\ & + \sum_{i > j} N_i(T_e) A_{ji} + N_e(T_e) H^+(N_e, T_e) \alpha_j(T_e) \\ & - N_j(T_e) \left[N_e(T_e) \sum_{i \neq j} Q_{ij}(T_e) \right. \\ & \left. + N_e(T_e) s_j(T_e) + \sum_{i < j} A_{ji} \right], \end{aligned} \quad (2)$$

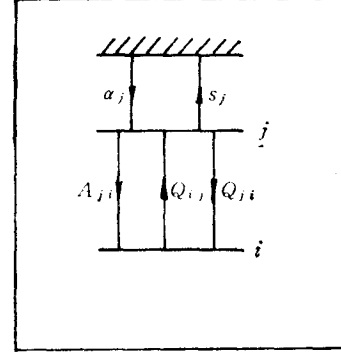


图 1 氢原子能级简图

式中 N_e 为电子密度, Q_{ji} 为 $i \rightarrow j$ 态碰撞激发率, N_i 为 i 态密度, H^+ 为氢原子被电离后的裸核密度, α_j 为 j 态的碰撞复合率, s_j 为 j 态的电离率. 速率方程中, 右端第一项为电子对 j 态的碰撞激发和高于 j 的能态向 j 态的超弹性碰撞退激发, 第二项为高于 j 的能态向 j 态的自发跃迁, 第三项为电子碰撞复合到 j 态, 第四项为 j 态因电子超弹性碰撞退激发和碰撞激发到高能态损失的总和, 第五项为电子碰撞电离, 最后一项为 j 态自发跃迁损失. 求和号为对所有可能的 i 态求和.

速率方程(2)中, 没有考虑重粒子(原子、离子)的碰撞作用. 这是由于重粒子的平均能量很低, 它的量级可通过气体温度来估计. 当激光管壁温度 $T_w = 450^\circ\text{C}$ 时, 原子(离子)平均能量 $T_{e,i} \approx 0.06\text{eV}$, 它远小于电子所具有的能量. 根据 Massey 判据^[7], 此时重粒子的碰撞截面远小于电子碰撞的作用截面. 因而, 可略去重粒子的碰撞作用.

对于电子碰撞激发, 采用目前广泛应用的 Coulomb-Bethe 近似碰撞截面^[8]:

$$\sigma_{ji} = \frac{8\pi}{\sqrt{3}} \frac{x_H^2}{\epsilon E_{ji}} f_{ji} \bar{g} \left(\frac{\epsilon}{E_{ji}} \right) \pi a_0^2, \quad (3)$$

式中 ϵ 为入射自由电子动能, x_H 为氢原子电离能, E_{ji} 为 $i \rightarrow j$ 态的能量差, f_{ji} 为吸收振子强度, $\bar{g}(\epsilon/E_{ji})$ 为 Gaunt 因子, a_0 为第一玻尔轨道半径. 对电子速度的麦克斯韦分布求平均, 得到的激发率为^[8]

$$Q_{ji}(T_e) = \frac{1.6 \times 10^{-5}}{E_{ji} T_e^{1/2}} f_{ji} \bar{g} \left(\frac{E_{ji}}{T_e} \right) \exp \left(-\frac{E_{ji}}{T_e} \right), \quad (4)$$

式中 $\bar{g}$ 为平均 Gaunt 因子. 在 $1\text{eV} < E_{ji} < 10\text{eV}$ 范围内, 可取 $\bar{g} \approx 0.2$. 在此范围之外, 可参阅文献[10]所给的曲线值. 对 j 态的电子超弹性碰撞退激发, 可通过细致平衡原则, 由(4)式得到.

对于电子碰撞电离率 s_j , 采用与实验数据符合得较好的半经验公式^[9]

$$s_j(T_e) = 1.10 \times 10^{-5} \frac{(T_e/E_j)^{1/2}}{E_j^{3/2}(6 + T_e/E_j)} \exp \left(-\frac{E_j}{T_e} \right), \quad (5)$$

式中 E_j 为 j 态电离能. (5)式的适用范围为 $0.02 < T_e/E_j < 100$.

裸核与电子的碰撞复合, 主要有三种复合机制: (1) 双电子参与的三体复合 $e + H^+ + e \rightarrow H + e$. 这个过程只有在高密度等离子体中 ($N_e > 10^{16}\text{cm}^{-3}$ ^[10]) 才有可能发生. 对

于金属蒸气激光等离子体,电子密度 $N_e \approx 10^{13} - 10^{14} \text{cm}^{-3}$,因而,这种三体复合可以忽略。(2) 重粒子碰撞电荷交换复合 $e + H^+ + X^+(X) \rightarrow H + X^+(X)$, 式中 X, X^+ 分别表示某种原子、离子。这个过程发生的几率,可通过细致平衡原则,由其逆过程(电离)来估计。如前所述,重粒子的碰撞截面远小于电子的碰撞截面,因而,这个作用也可略去。(3) 电子碰撞辐射复合 $e + H^+ \rightarrow H_j + h\nu$ 。这个过程在低温等离子体中有重要作用。复合率采用 Seaton^[9] 根据实验修正的公式,即

$$\alpha_i(T_e) = 5.20 \times 10^{-14} \left(\frac{E_i}{T_e}\right)^{1/2} \left[0.43 + 0.50 \ln\left(\frac{E_i}{T_e}\right) + 0.47 \left(\frac{E_i}{T_e}\right)^{-1/3}\right]. \quad (6)$$

对于裸核 H^+ , 可由沙哈电离方程表示成电子温度 T_e 、电子密度 N_e 和基态氢原子密度 N_1 的函数

$$H^+(N_e, T_e) = 3 \times 10^{21} \frac{N_1}{N_e} T_e^{3/2} \exp\left(-\frac{13.6 - \Delta E}{T_e}\right), \quad (7)$$

式中 ΔE 为由于德拜屏蔽作用,使等离子体中氢原子的有效电离势降低而引入的修正量,

$$\Delta E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{ze^2}{\lambda_D} \approx 0.001 \text{eV} \quad (\lambda_D \text{ 为德拜屏蔽半径}), \text{ 也可略去.}$$

方程(2)中的电子密度 N_e , 可通过如下分析,表达为与电子温度及放电参数有关的量。对缓冲气体为氙的金属蒸气激光,激光管内存在的粒子种类主要有原子(氙、铜、溴)、正负离子、电子等。在放电脉冲期间,电子温度较高,可达几个电子伏,溴原子不容易捕获较高能量的电子而成为负离子,即负离子密度很低,带负电的主要是电子。Spitzer^[11] 详细推导了电子-离子碰撞频率 ν_{ei} 。对于电子-原子碰撞,主要是电子-氙原子碰撞。本文采用 Massey^[7] 的碰撞截面。对麦克斯韦电子速率分布求平均,当 $T_e \lesssim 5 \text{eV}$ 时,得到碰撞频率

$$\nu_{ea} = N_a \langle \sigma_{ea} v_e \rangle \approx 1.07 \times 10^{-8} T_e N_a, \quad (8)$$

式中 N_a 为原子密度。于是,在有离子、原子同时存在时,沿激光管纵向的等离子体电阻率

$$\eta \approx \frac{m_e}{N_e e^2} (\nu_{ei} + \nu_{ea}) = 7.27 \times 10^{-5} z \frac{\ln A}{T_e^{3/2}} + 3.80 \times 10^{-7} \frac{N_a}{N_e} T_e, \quad (9)$$

式中 $\ln A$ 为库仑对数(≈ 10), z 为离子电荷, η 为 Spitzer 电阻率。根据欧姆定律: $\eta = E/J$, E 为放电脉冲在激光管中建立的电场, J 为纵向放电电流密度。因此(9)式又可表示为

$$N_a = \frac{E/J - 7.27 \times 10^{-5} z \cdot \ln A \cdot T_e^{-3/2}}{3.80 \times 10^{-7} T_e} N_e. \quad (10)$$

此外,激光等离子体无外磁场,气体压强 P 由等离子体粒子压力引起,即

$$P = \sum_m N_m k T_m = N_e k T_e + N_a k T_a + N_i k T_i, \quad (11)$$

式中 T_a 和 T_i 分别为原子和离子温度,均可近似认为等于气体温度 $T_g \approx T_a \approx T_i$ 。由于等离子体准电中性原理, $N_a = N_i$, 且 $T_e \gg T_i$, 故可略去离子项贡献。将(10)式代入(11)式,最后可得

$$N_e = \frac{P}{k T_g} \left(\frac{E/J - 7.27 \times 10^{-5} z \ln A T_e^{-3/2}}{3.8 \times 10^{-7} T_e} + \frac{T_e}{T_g} \right)^{-1}. \quad (12)$$

(12)式即为在一定的压强、温度和放电条件下,电子密度 N_e 和电子温度 T_e 的关系。

综合以上分析可知: 对给定的能级 j , 将方程(4)–(7), (12)分别代入速率方程(2), 于是, 方程(2)等号右边各量均可表为电子温度 T_e 的函数。对不同的能级 j , 有不同的速率方程。作为一个简化模型, 取 $i, j = 1, 2, 3, 4 (i \neq j)$, 可得到一个联立方程组。方程组等号左边是随时间变化的 j 态粒子数, 根据(1)式可知: 随时间变化的 j 态粒子数也即反映了由 j 态自发跃迁的谱线强度随时间变化的情况, 它可以通过实验直接测得。方程组等号右边各项最终都可表为随时间变化的电子温度 $T_e(t)$ 的函数。因此, 根据这个方程组, 测出随时间变化的谱线强度, 结合实验的放电条件, 气体压强和温度等参数, 即可用数值解来确定随时间变化的电子温度 $T_e(t)$, 具体方法如下:

首先, 任意假设一个电子温度的时间函数 $T_e(t)$, 求出速率方程组(2)在各个时刻的数值解 $N_j(t)$ 。已知任一时刻的上能态密度 $N_j \propto I_{ji}$ (谱线强度), 于是也就得到了谱线强度随时间变化的理论计算相对值 $I_{ji}^{\text{理}}(t)$ 。由于开始的 $T_e(t)$ 是任意假设的, 因而, 这样得到的 $I_{ji}^{\text{理}}(t)$ 与实际测量到的谱线强度 $I_{ji}^{\text{实}}(t)$ 不相符合 ($I_{ji}^{\text{理}}(t)$ 与 $I_{ji}^{\text{实}}(t)$ 两者均经归一化)。这时, 可适当修改原先假设的 $T_e(t)$ 函数, 使 $I_{ji}^{\text{理}}(t)$ 的轮廓逐步逼近 $I_{ji}^{\text{实}}(t)$ 。当两者完全符合时, 这时的 $T_e(t)$ 即反映了真实的电子温度随时间变化的情况。然后, 根据实测的, 由不同的 j 态发出的两条谱线的相对强度比, 即可消去 $T_e(t)$ 曲线中的未知常数(氢原子基态密度 N_1)。这样即可最后确定在氢原子辐射光谱期间电子温度随时间的变化。

根据(12)式, 也可同时确定随时间变化的电子密度 $N_e(t)$ 。

三、实验与结果

实验在一台输出功率为 4W 的 CuBr 激光器上进行。实验安排如图 2 所示。用 JS-IVB 型凹面光栅单色仪, GDB-333 脉冲光电倍增管, COS-6100 型脉冲示波器组成一快响应光电探测系统, 以观察谱线强度随时间的变化行为(电压脉冲作为示波器的外触发)。也

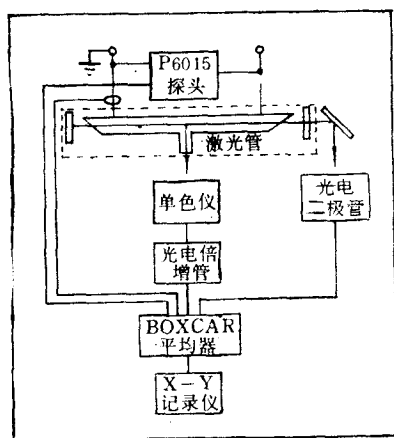


图2 实验装置图

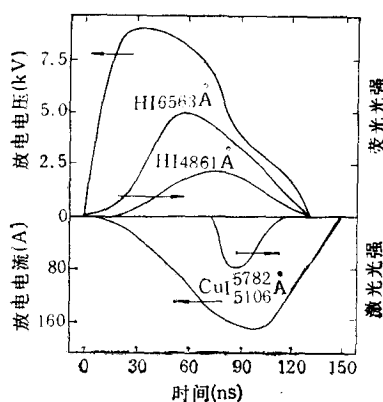


图3 测量到的放电电压、电流、谱线强度和激光脉冲随时间变化的情况

可通过 Boxcar 平均器和 X-Y 记录仪作直接记录。在激光管侧部,通过特制的观察窗,观测记录等离子体区中 HI 6562.8 Å 和 HI 4861.3 Å 两谱线的时间分辨的强度信号。用 Tektronix Inc. P6015 型高压电压探针, Pearson Inc. 410 型宽带脉冲电流互感器,分别测量了放电电压、放电电流波形。同时,用强流光电二极管监测激光脉冲波形。测量得到的结果如图 3 所示。应用前面所述的方法,即对 HI 6562.8 Å 和 HI 4861.3 Å 两条谱线强度的时间轮廓分别作数值计算,使之拟合各自的实验值及实测相对强度比的方法,最后得到的电子温度 $T_e(t)$ 、电子密度 $N_e(t)$ 如图 4 和图 5 所示。

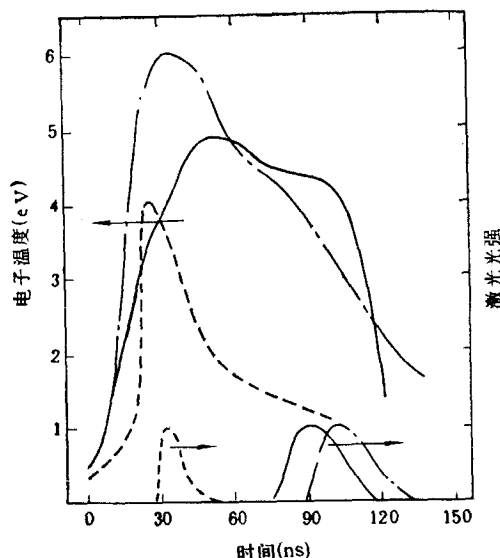


图 4 随时间变化的电子温度

—— 为本文结果; ---- 为 Harstad^[3] 对铜激光计算机模拟的结果; - · - 为史斌星等人对氯化亚铜激光计算机模拟的结果

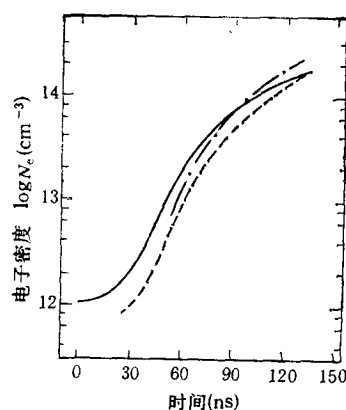


图 5 随时间变化的电子密度

—— 为本文结果; ---- 为 Kushner^[2] 对氯化亚铜激光计算机模拟的结果; - · - 为 Barenin^[6] 的实验结果

图 4 中,激光管内等离子体电子温度随时间的变化呈现一单峰形状。它的上升沿较陡,在电压脉冲到来之后的 $t = 50\text{ ns}$ 处,达到峰值 $T_e^{\text{max}} = 4.9\text{ eV}$ 。经过峰值之后,电子温度缓慢下降,形成一平缓变化的坪区。当 $t = 105\text{ ns}$ 时,电子温度降到 $T_e = 4.1\text{ eV}$ 。随后,它下降加快,形成一陡峭的后沿。电子温度在高于铜激光上能级能量 (3.8 eV) 的滞留时间 $\Delta t \approx 80\text{ ns}$ 。观测的激光脉冲 ($\text{CuI } 5782\text{ Å}$, 5106 Å) 出现在电子温度缓慢下降的 $T_e \approx 4.5\text{ eV}$ 处,消失在陡峭后沿的 $T_e \approx 2\text{ eV}$ 处,它的 FWHM $\approx 25\text{ ns}$ 。在激光峰值处,电子密度 $N_e = 7 \times 10^{13}\text{ cm}^{-3}$ (图 5)。在整个放电脉冲期间,电子密度单调增大,最大值为 $N_e^{\text{max}} = 2 \times 10^{14}\text{ cm}^{-3}$ 。

图 4 和图 5 中还分别给出了 Harstad^[3] 和 Kushner^[2] 等人对铜和氯化亚铜激光计算机模拟的结果以及 Barenin^[6] 的电子密度实验值。由图可见,铜的卤化物激光与纯铜激光两者的电子温度有较大的差别。但电子密度的时间行为相差不大。本文的 T_e^{max} 高于 Harstad 的结果,低于史斌星^[4] 的值。同时,激光峰滞后于 T_e^{max} 的时间比文献[4]的

小 $\approx 35\text{ns}$ 。电子密度随时间变化的实验值与计算机模拟的理论曲线^[2]符合得较好。与 Batenin 的实验结果也相当接近。

四、讨 论

本文提出了一种利用杂质氢原子光谱来确定脉冲激光等离子体电子温度 T_e 和电子密度 N_e 的方法。用这种方法得到的 T_e , N_e 在空间上沿径向是平均的, 在时间上是分辨的。由于放电脉冲变化非常迅速, 电压、电流脉冲宽度仅为 $100\text{--}200\text{ns}$ 数量级, 因此, 有必要考察激光管内粒子能量的弛豫时间。电子-电子碰撞的弛豫时间 t_e 可由 Spitzer^[11] 公式算得。根据实验结果, 初始电子密度 $N_{e0} \approx 2 \times 10^{12}\text{cm}^{-3}$, 此时的 $t_e \approx 10\text{ns}$, N_e 在整个放电脉冲期间单调增大(图5), 最大电子密度时的 $t_e \approx 0.1\text{ns}$ 。因此, 完全可以认为: 电子能量仅在放电开始的 $\approx 10\text{ns}$ 内是非麦克斯韦分布的。在此之后, 电子能量迅速趋向平衡。因此, 可以用“电子温度”这个参量, 来方便地描述脉冲金属蒸气激光等离子体的时间行为。

本实验利用杂质原子光谱诊断激光等离子体的电子温度和电子密度, 可避开工作气体能级粒子数反转、共振吸收等难以确定的因素, 因而, 对光谱能级的计算就比较简单。同时, 氢原子光谱数据准确, 实验观测到的 $\text{HI } 6562.8 \text{ \AA}$ 谱线强度较大, 甚至超过铜激光能级之间的自发跃迁辐射(从激光管侧部观测), 这些都有利于提高实验精度。

本文得到的时间分辨的电子温度和电子密度, 有助于深入了解金属蒸气激光过程, 对探索提高激光功率、效率的途径有一定的意义。同时, 也为其它类型的脉冲气体激光器中等离子体电子温度和电子密度的诊断, 提供了一种简单、可行的方法。

- [1] M. J. Kushner, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-17**(1981), 155.
- [2] M. J. Kushner and F. E. C. Culick, *J. Appl. Phys.*, **51**(1980), 3020.
- [3] K. G. Harstad, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-16**(1980), 550.
- [4] 史斌星, *光学学报*, **6**(1986), 660.
- [5] 夏铁君、姚志欣、汪永江、孙 威, *光学学报*, **5**(1985), 1104.
- [6] V. M. Batenin, V. A. Burmakin, P. A. Vokhmin, A. I. Evtyanin, I. Z. Klimovskii, M. A. Lesnoi and L. A. Selezneva, *Sov. J. Quant. Electron.* **7**(1977), 891.
- [7] H. S. W. Massey *et al.*, *Electronic and Ionic Impact Phenomena*, Vol. 1, Vol. 2, Clarendon, (1969).
- [8] A. H. Gabriel *et al.*, *Case Studies in Atomic Collision Physics*, eds. E. W. McDaniel and M. R. C. McDowell, Amsterdam, **2**(1972), 211.
- [9] R. W. P. McWhiter, *Phys. Rep.*, **37**(1978), 165.
- [10] C. De Michelis *et al.*, *Nucl. Fusion*, **21**(1981), 677.
- [11] L. Spitzer, *Physics of Fully Ionized Gases*, Interscience, New York, (1962).

TIME RESOLVED ELECTRON TEMPERATURE AND DENSITY IN A PULSED LASER PLASMA

CHENG CHENG

(Department of Physics, Hangzhou Normal College)

SUN WEI TANG CHUAN-SHUN

(Department of Physics, Zhejiang University, Hangzhou)

ABSTRACT

A method to determine the electron temperature and density from the time resolved spectra of hydrogen atoms left in a pulsed laser plasma is described. The temporal behavior of electron temperature and density in a CuBr laser is obtained by employing this method.