

放电管口径对紫外铜离子激光下能级消激励的影响^{*}

陈 钢[†] 潘佰良 毛邦宁 夏婷婷 姚志欣

(浙江大学物理系 杭州 310027)

(2005 年 5 月 17 日收到 2005 年 6 月 13 日收到修改稿)

从纵向纳秒脉冲放电的铜离子紫外激光动力学机理出发,得到了激光上、下能级形成粒子数反转所需的必要条件,理论分析了其功率随放电管孔径减小而迅速增加的实验现象,指出放电管孔径的减小能够有效抑制激光下能级辐射俘获的发生,从而提高了激光下能级的排空速率,使得激光功率增加.

关键词:紫外铜离子激光,辐射俘获,粒子数反转机理

PACC:4255H,4260H

1. 引 言

众所周知,紫外激光是目前市场上比较短缺的激光光源.而在实际应用中,输出功率为几十到几百毫瓦的紫外激光可被广泛应用于微电子制备、光储存技术、微生物和基因工程等方面.铜离子激光由于能输出百毫瓦级功率的多条紫外激光谱线,引起了人们极大的兴趣和持续的研究,通过空心阴极放电(hollow cathode discharge)和纵向纳秒脉冲放电(longitudinal nanosecond discharge)分别实现了百毫瓦激光功率的多谱线铜离子紫外激光.

早在 1976 年,McNeil 在用氖气为缓冲气体的空心阴极放电的铜离子激光器中获得了波长为 248.6nm,250.6nm,259.1nm 和 259.9nm 四条紫外激光谱线^[1].之后,人们在空心阴极放电中相继发现了光谱范围在 248.6—270.3nm 的八条铜离子紫外激光谱线^[2-5].虽然空心阴极放电的铜离子紫外激光可通过空心铜阴极的放电溅射得到产生激光所需的铜蒸气密度,但放电的不稳定、相当严重的阴极腐蚀导致激光管寿命短(不到几个小时)等缺点,限制了它的实际应用.迄今为止,最佳结果还是 1981 年 Eichler 等人^[6]报道的脉冲放电方式下的 900mW 峰值激光功率和连续放电激发下 200mW 平均激光功率水平,都还在实验阶段.

纵向纳秒脉冲放电的铜离子紫外激光是近几年

金属蒸气激光领域里的一个研究热点,直到 1999 年,才由 Sabotinov 研究小组在 Ne-CuBr 中实现了波长为 248.6nm,252.9nm,260.0nm 和 270.3nm 四条铜离子紫外谱线的激光振荡,当时的激光输出功率仅 3mW^[7].由于该类铜离子紫外激光的技术线路和工作方式类似于较成熟的输出 511/578nm 波长的铜原子蒸气激光,具有放电稳定和工作寿命长等特点,有望研制成实用化器件,故在短短的几年里,得到了迅速发展,最大激光平均功率已经提高到目前的 1.3W^[8],在 300mW 平均功率水平下获得了 100h 寿命的实用结果,显示出良好的发展势头.

从已有的研究结果可以看出,激光功率和效率除了与宏观参量如激励电压、脉冲重复频率、缓冲气体压强、气体温度等有关外,还与激光管口径的大小密切相关,通常随口径的减小反而增加,因此在实现工作参量最佳化前,有必要阐明管径对激光特性影响的内在机理.本文拟从该类激光特有的激励机理和激光动力学过程出发,从理论上分析了管径对激光特性的影响,结合相关实验报道进行比较.

2. 动力学过程分析

图 1 给出了 Ne 原子和 Cu 离子相关的能级结构、激光跃迁和自发辐射过程.由图可知,四条紫外激光(248.6nm,252.9nm,260.0nm 和 270.3nm)的上、下能级分别为 5s 态和 4p 态,上能级与氖离子基态

^{*} 惯性约束聚变技术探索基金(批准号:2004AA84TS04)、国家自然科学基金(批准号:10374081,01574111)、中国博士后科学基金(批准号:2004036482)资助的课题.

[†] E-mail: phyceg@zju.edu.cn

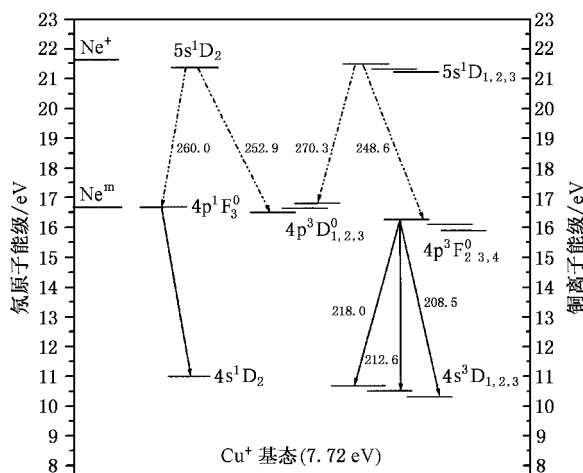
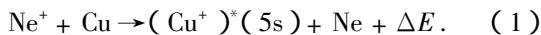


图 1 Ne, Cu 离子相关的能级、激光跃迁和辐射过程

的能级高度相当 ($\Delta E \sim 0.2\text{eV}$), 可通过氖离子和基态铜原子间的电荷交换反应得到有效激励,



电荷交换反应的速率达到 $(0.6\text{—}3.3) \times 10^{-10} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ [9]. 下能级与 Ne 原子亚稳态能级高度相当, 可以通过 Penning 碰撞得到激励.

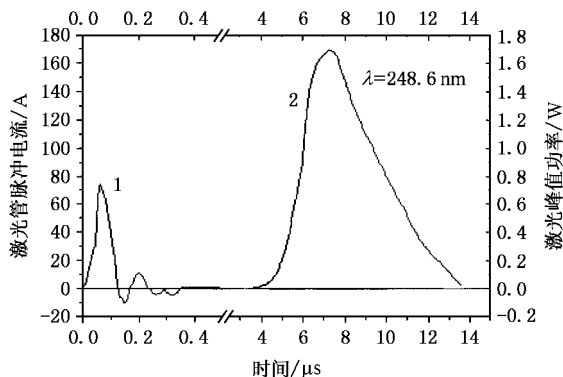


图 2 激光管电流脉冲(1)和激光脉冲(2)波形

从典型的光电脉冲波形图 2 可看出, 在电流脉冲结束后的 $4\text{—}5\mu\text{s}$, 出现激光脉冲, 此时电子温度较低 ($0.3\text{—}0.4\text{eV}$), 可忽略电子碰撞对激光上、下能级及 Ne^+ 的激发, 而相对较高的 Ne^+ , Cu 基态原子密度, 使得电荷交换反应成为激光上能级的主要抽运机理[7]. 以 248.6nm 谱线为例, 在放电脉冲结束至激光脉冲出现之前, 激光上、下能级粒子数密度的速率方程可以写为

$$\frac{dN_3}{dt} = K_{\text{CT}} \cdot N_{\text{Ne}^+} \cdot N_0 - \frac{N_3}{\tau_{32}} - \frac{N_3}{\tau_3}, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{dN_2}{dt} = & K_{\text{P}} \cdot N_{\text{Ne}}^{\text{M}} \cdot N_0 + \frac{N_3}{\tau_{32}} \\ & + \frac{N'_3}{\tau'_{32}} + \frac{N''_3}{\tau''_{32}} - \frac{N_2}{\tau_{21}^{\text{eff}}}. \end{aligned} \quad (3)$$

(2) 式右边第一项表示基态氖离子和铜原子间的电荷交换反应对上能级的激励, 后两项分别代表上能级通过到下能级和其他较低能级的自发辐射所损耗的粒子数密度. (3) 式右边第一项表示基态铜原子与亚稳态氖原子通过 Penning 碰撞对下能级的抽运. 第二、三和四项各代表上能级 $5s^3D_1$ 和能级 $5s^3D_{2,3}$ 对下能级的自发辐射过程, 最后一项为下能级到三个铜离子亚稳态能级 $4s^3D_{1,2,3}$ 的有效辐射衰减过程. K_{CT} 为基态氖离子 N_{Ne^+} 、铜原子 N_0 之间电荷交换反应的速率系数, K_{P} 为亚稳态氖原子 N_{Ne}^{M} 和铜原子 N_0 之间 Penning 碰撞反应的速率系数, N_2 为下能级粒子数密度, N_3 , N'_3 和 N''_3 分别为激光上能级 $5s^3D_1$ 和 $5s^3D_{2,3}$ 的粒子数密度. $\frac{1}{\tau_{32}} = A_{32}$, $\frac{1}{\tau'_{32}} = A'_{32}$, $\frac{1}{\tau''_{32}} = A''_{32}$ 分别为激光上能级 $5s^3D_1$ 和 $5s^3D_{2,3}$ 到下能级的辐射衰减概率. τ_{21}^{eff} 为考虑辐射俘获后下能级辐射衰变到三个铜离子亚稳态能级 $4s^3D_{1,2,3}$ 的有效寿命. $\frac{1}{\tau_3} = \sum_i A_{3i}$ 表示除 248.6nm 跃迁外, 上能级到其他所有能级的辐射衰减概率之和. 通常, 因为 τ''_{32} 较大 (3) 式中的 $\frac{N''_3}{\tau''_{32}}$ 可以忽略. 由 (2)(3) 式可推导出在准平衡态条件 ($dN_i/dt = 0$) 下形成粒子数反转 ($N_3 > \frac{g_3}{g_2} \cdot N_2$) 的条件:

$$\tau_3^{\text{C}} > \frac{g_3}{g_2} \cdot \left(\frac{K_{\text{P}} \cdot N_{\text{Ne}}^{\text{M}}}{K_{\text{CT}} \cdot N_{\text{Ne}^+}} + \frac{\tau_3^{\text{C}}}{\tau_{32}} + \frac{K'_{\text{CT}} \tau_3^{\text{C}}}{K_{\text{CT}} \cdot \tau'_{32}} \right) \cdot \tau_{21}^{\text{eff}}, \quad (4)$$

其中 $\tau_3^{\text{C}} = (1/\tau_{32} + 1/\tau_3)^{-1}$, $\tau_3^{\text{C}'} = (1/\tau'_{32} + 1/\tau_3)^{-1}$. 将表 1 中相关数据[10]以及基态氖离子和亚稳态氖原子密度的数据[11]代入 (4) 式, 计算发现当 $\tau_{21}^{\text{eff}} > 9.98\text{ns}$ ($A^{\text{eff}} = \frac{1}{\tau_{21}^{\text{eff}}} < 1.0 \times 10^8 \text{s}^{-1}$) 时 (4) 式不成立. 由于激光下能级的排空主要是向铜离子亚稳态的自发辐射衰减, 其衰减速率非常快, 这对激光上下能级之间形成粒子数反转并产生激光非常有利, 然而由于亚稳态离子较长的辐射寿命和较高的粒子数密度, 在激光下能级与亚稳态之间产生显著的辐射俘获效应不利于激光下能级的排空, 必须有效地抑制.

3. 结果和讨论

辐射俘获发生时,自发辐射的跃迁概率 A 将减小,通常用有效跃迁概率 A^{eff} 来表示,根据(4)式要求 $A^{\text{eff}} > 1.0 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$ 时才能形成粒子数反转.下面根据有效跃迁概率 A^{eff} 的计算讨论如何有效地抑制辐射俘获的发生.在谱线展宽机理主要为 Doppler 展宽的低气压放电等离子体中,激光激活区可以等效为一半径为 R 的圆柱体,有效跃迁概率可以表示为

$$A^{\text{eff}} = A \times \exp[-0.65(k_0 R)^{0.81}],$$

$$\text{当 } k_0 R < 3^{[12]},$$

$$A^{\text{eff}} = 1.6A \times \{ [k_0 R + \phi] \pi \ln(k_0 R + \phi) \}^{-1/2},$$

$$\text{当 } k_0 R \geq 3^{[13]},$$

其中 $\phi = 0.8225$,是为了表达式连续所选的一个因子, k_0 是谱线中心波长处的吸收系数,

$$k_0 = \frac{\lambda^3}{8\pi} \left[N_1 \frac{g_2}{g_1} - N_2 \right] \frac{A}{\pi^{1/2} \nu_0} \nu_0 = \sqrt{\frac{2k_B T_g}{M_{\text{Cu}}}}$$

是铜原子的平均速度, k_B , T_g 是波尔兹曼系数和气体温度, M_{Cu} 是铜原子质量.

表 1 5s-4p 态自发跃迁概率 A (10^8 s^{-1})

跃迁通道	概率	跃迁通道	概率
$5s^3 D_1 - 4p^3 F_2$	1.59	$5s^3 D_2 - 4p^3 F_{2,3}$	0.42 1.73
$-4p^3 D_{1,2}$	1.17 0.56	$-4p^3 D_{1,2,3}$	0.15 0.81 0.20
$-4p^3 P_{0,1,2}$	0.52 0.24 0.011	$-4p^3 P_{1,2}$	0.68 0.072
$-4p^1 D_2$	0.39	$-4p^1 D_2$	0.005
$-4p^1 P_1$	0.056	$-4p^1 F_3$	0.12
		$-4p^1 P_1$	0.21

对于不同激活区半径,激光下能级通过 217.9nm ($j=1$) 212.6nm ($j=2$) 和 208.5nm ($j=3$) 三条自发辐射跃迁到铜离子亚稳态的有效跃迁概率 $A^{\text{eff}} = A_1^{\text{eff}} + A_2^{\text{eff}} + A_3^{\text{eff}}$ 随铜离子亚稳态密度的变化关系如图 3 所示,铜离子密度变化范围为 $1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3} - 1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ [11],辐射俘获时上能级粒子数可以忽略不计.图 3 计算了不同放电管半径下,有效跃迁概率随铜离子亚稳态粒子数密度的变化关系,同时标出了粒子数反转判据的临界值 $A^{\text{eff}} = 1.0 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$.由图 3 知,在相同亚稳态铜离子密度(对应相同的放电条件)时,有效跃迁概率随放电管半径的减小而增加,这说明减小放电管口径能有效抑制辐射俘获现象.利用 $A^{\text{eff}} = 1.0 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$ 条件,从图 3 中

可以得到不同口径下满足判据(4)的亚稳态铜离子的阈值密度,从 $R=7\text{mm}$ 的 $5.6 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 到 $R=2\text{mm}$ 的 $1.97 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$,可见随着管径的减小亚稳态铜离子阈值密度提高了约 3.5 倍.图 4 给出了在最小铜离子亚稳态阈值密度 $5.6 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 时不同管径下有效跃迁概率的变化,当管径从 7mm 减小到 2mm 时,有效跃迁概率从 $1 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$ 增加到 $2.3 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$,提高了约 2.3 倍.综合图 3 和图 4,很明显随着管径的减小,有效跃迁概率和亚稳态铜离子阈值密度都增大了,这不但可以增大下能级的消激励速率,同时也有效地抑制了下能级辐射俘获的发生,对粒子数反转和激光产生非常有利,从而能够提高激光输出功率和效率.

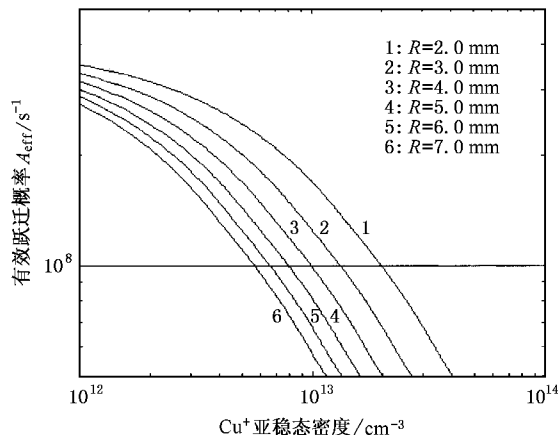


图 3 不同放电管半径下有效跃迁概率和铜离子亚稳态密度的关系

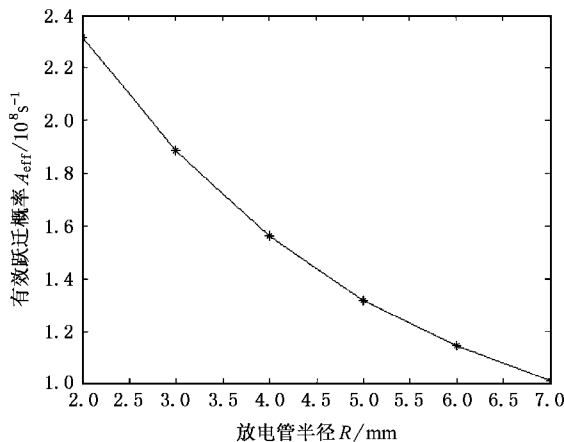


图 4 有效跃迁概率随放电管半径变化关系

另一方面,对于相同放电条件下的激活区,虽然随管径而减小了激活体积,但相应的电流密度和电

子密度却增加了,致使更多的 Ne 原子被电离,其电荷交换反应有利于激光上能级的抽运。综上所述,减小放电管口径能有效增加激光下能级的排空和激光上能级的抽运,从而提高激光功率和功率密度,这与文献 [8] 报道的随着管径减小激光平均功率增加的结果相一致。

辐射俘获现象是激光器中普遍存在的一种现象,有其有利的一面,比如 Cu 原子共振—亚稳跃迁激光中,激光上能级和原子基态的共振辐射俘获,可以有效提高激光上能级的寿命,从而增加激光输出功率和效率,这对离子类的共振—亚稳跃迁激光同

样非常重要^[14]。然而当辐射俘获发生在激光下能级时就相当不利,它会降低下能级的排空速率,甚至阻塞激光跃迁通道,就像 Cu⁺ 紫外激光这种情形。因此恰当地增加和减小辐射俘获效果,对提高激光器功率和效率都有很重要的参考价值。

激光管口径对激光特性的影响是进行激光参量最佳化设计的第一步,这为宏观设计激光器尺寸提出了可靠的保证,当然,激光参量最佳化还和其他宏观参量有关系,此时就必须综合考虑各个条件,适当选择合适的激光管口径。

-
- [1] McNeil J R , Collins G J , Persson K B , Franzen D L 1976 *Appl. Phys. Lett.* **28** 207
- [2] Hermqvist K G 1977 *IEEE J. Quantum Electron.* **13** 929
- [3] Solanki R , Fairbank Jr W M , Collins G J 1980 *IEEE J. Quantum Electron.* **16** 1292
- [4] Auschwitz B , Eichler H J , Wittwer W 1980 *Appl. Phys. Lett.* **36** 804
- [5] Jain K 1980 *IEEE J. Quantum Electron.* **16** 387
- [6] Eichler H J , Koch H , Molt R , Qiu J L , Martin W 1981 *Appl. Phys. B* **26** 49
- [7] Vuchkov N K , Temelkov K A , Sabotinov N V 1999 *IEEE J. Quantum Electron.* **35** 1799
- [8] Vuchkov N K , Temelkov K A , Zahariev P V , Sabotinov N V 2001 *IEEE J. Quantum Electron.* **37** 1538
- [9] Turner-Smith A R , Green J M , Webb C E 1973 *J. Phys. B : Atom. Molec. Phys.* **6** 114
- [10] Kono A , Hattory Sh 1982 *J. Opt. Soc. Amer.* **72** 601
- [11] Jin Y , Pan B L , Chen G , Chen K , Yao Z X 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1799 (in Chinese) [金 毅、潘佰良、陈 钢、陈 坤、姚志欣 2004 物理学报 **53** 1799]
- [12] Milne E A 1926 *J. London Math. Soc.* **1** 40
- [13] Holstein T 1951 *Phys. Rev.* **83** 1159
- [14] Pan B L , Chen G , Fang B M , Mao M N , Yao Z X 2004 *Chin. Phys.* **13** 2071

Influence of the discharge tube aperture on the deexcitation of lower level in UV Cu⁺ laser^{*}

Chen Gang Pan Bai-Liang Mao Bang-Ning Xia Ting-Ting Yao Zhi-Xin

(*Department of Physics , Zhejiang University , Hangzhou 310027 , China*)

(Received 17 May 2005 ; revised manuscript received 13 June 2005)

Abstract

Based on the kinetic process of UV Cu⁺ laser in longitudinal nanosecond-pulsed discharge , the necessary condition for the population inversion between the upper and lower laser levels has been obtained. The experimental phenomenon that the laser power increases rapidly with the decrease of the discharge tube aperture has been analyzed theoretically. It is pointed out that the radiation trapping of lower laser level could be restrained effectively by reducing the tube radius , resulting in the increase of depopulation rate of lower laser level and the laser power.

Keywords : UV Cu⁺ laser , radiation trapping , population inversion mechanism

PACC : 4255H , 4260H

^{*} Project supported by the Inertial Confinement Fusion Research Foundation (Grant No. 2004AA84TS04) , the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10374081 , 10574111) , and China Postdoctoral Science Foundation (Grant No. 2004036482).