

紫外铜离子激光器的理论研究

余建华 李景镇

(深圳大学光电子工程系, 深圳, 518060)

丘军林

(华中理工大学激光技术国家重点实验室, 武汉, 430074)

H. J. Eichler

(Technical University Berlin, Germany)

摘要: 系统研究了连续工作的紫外铜离子激光器理论, 即空心阴极放电的阴极位降理论, 阴极溅射, 放电等离子体中粒子的扩散和粒子数密度的速率方程。计算结果由实验得到验证。

关键词: 金属蒸气激光 空心阴极放电 紫外相干辐射

Theoretical investigation of UV Cu^+ lasers

Yu Jianhua, Li Jingzhen

(Department of Optoelectric Engineering, Shenzhen University, Shenzhen, 518060)

Qiu Junlin

(National Laboratory of Laser Technology, HUST, Wuhan, 430074)

H. J. Eichler

(Technical University Berlin, Germany)

Abstract: The theory of CW-UV Cu^+ laser has been investigated, including the cathode fall theory for hollow cathode discharge, cathode sputtering effects, diffusion processes of the particles in the plasma and rate equations of the particles. The theoretical results have been verified.

Key words: metal vapour laser hollow cathode discharge UV coherent radiation

引 言

紫外铜离子激光器是一种高功率连续工作的激光器件, 其激光输出波长在 248~270nm 之间^[1]。激光器采用空心阴极放电激励, 激光工作物质铜由阴极溅射产生。激光上能级通过铜原子和氖离子之间的共振电荷转移激发。紫外铜离子激光器多线输出功率达 $1\text{W}^{[2]}$, 而且有可能实现真空紫外波段(160nm)的连续输出^[3,4]。

紫外铜离子激光器具有广泛的应用前景。它能够作为染料激光器的泵浦源^[3,5], 或应用于激光化学、激光生物^[3]、激光医学、激光光谱和非线性光学^[6,7]的研究; 同时在激光光刻^[8]、激光书写和激光显微^[9]等方面, 能提高刻录精度和分辨率, 便于快速扫描和时间调制。

由于紫外铜离子激光器的特性和应用前景, 人们对它进行了大量的研究。在理论方面, Warner^[10]建立了粒子流的扩散理论模型, 而 Koch^[11]推导出粒子数密度的平衡方程, Rozsa^[12]运用 Monte Carlo 法对空心阴极放电中电子的运动作了分析。但是, 目前还没有一个较完整的理论描述铜离子激光器的工作原理。我们在前人工作的基础上, 系统研究了空心阴极铜离子

激光器的理论, 该理论包括: (1) 空心阴极放电的阴极位降理论; (2) 阴极溅射和粒子的扩散过程; (3) 激活区内粒子数密度的速率方程。

一、空心阴极的阴极位降理论

与通常的正柱区辉光放电相比, 空心阴极放电有如下特性: (1) 高的电子和离子流密度。在空心阴极放电中, 电子在相对的阴极之间来回振荡, 产生大量的电子流密度, 电子的能量不遵从 Maxwell 分布, 有更多的快电子和慢电子^[13]。因此, 在电子与原子碰撞的过程中产生高的离子密度; (2) 在空心阴极放电中, 电荷转移速率比其他的放电形式高^[13]; (3) 阴极放电溅射产生铜蒸气, 不需外加热装置。

空心阴极原则上由两个相对的阴极面组成, 其放电仅包含两个区域: 阴极暗区和负辉区, 两个负辉区相互重叠(图 1)。

阴极暗区的厚度 d , 暗区电场 E_x 和它的位降 V_k 之间的关系为: $E_x = (2V_k/d)(1 - x/d)$ (1) 式中, E_x 为离阴极面的距离, 阴极表面 $x = 0$ 。

负辉区的长度 L_g 相当于电子在两相对阴极势阱中运动的长度, 它正比于阴极位降的平方, 而反比于气压 p ^[13]: $L_g = V_k^2 / (2BCV_i p)$ (2)

式中, V_i 为惰性气体的电离电位, B, C 为气体常数。

放电区中的电子主要是由离子, 亚稳态原子和紫外光子碰撞阴极面产生的二次电子, 它们在阴极暗区电场加速下, 经过暗区而产生电子倍增。由暗区来的电子被束缚在阴极势阱中产生振荡, 其振荡频率 f 为^[14]

$$f = 1 / (2\pi) \cdot 2CV_k / (m_e d^2) \tag{3}$$

式中, m_e 为电子质量。在振荡的过程中电子与金属原子、离子碰撞而使其激发和电离, 产生均匀的放电等离子体、高的电流密度和亮的辉光放电。与一般辉光放电相比, 空心阴极放电的电流密度高, 放电电压低。实验中观察到, 在放电电压-气压特性曲线中, 在特定的气压范围内放电电压低, 而在放电等离子体的中心区, 观察到非常亮的辉光, 这就是“空心阴极效应”。

空心阴极放电的负辉区是准中性的, 全部的放电电压几乎完全由阴极暗区压降决定。因此, 空心阴极放电可以用阴极位降理论描述。按照阴极位降理论, 电子在阴极暗区中的倍增因子 M 和放电的 (pd) 值用下式描述^[14]

$$M = \exp\left(\int_0^d \alpha_x dx\right) = 1 + 1/\gamma \tag{4}$$

$$pd = (1.25/A_1) \cdot \ln(1 + 1/\gamma) \tag{5}$$

式中, A_1 为气体常数, p 为气压, d 为阴极暗区厚度, α_x 为暗区中的电离系数, γ 为有效二次电子发射系数, 通常它大于离子的二次电子发射系数, 因为阴极的二次电子是由离子、紫外光子、亚稳态原子共同轰击阴极表面产生的, 二次电子发射还与粒子的能量分布, 阴极结构和表面状态, 放电条件有关。

按照空心阴极放电原理, 两个相对阴极面之间的距离 Λ 应大于阴极暗区厚度的两倍, 小于或等于阴极暗区厚度和负辉区宽度之和, 即 $2d < \Lambda \leq 2(L_s + d)$ (6)

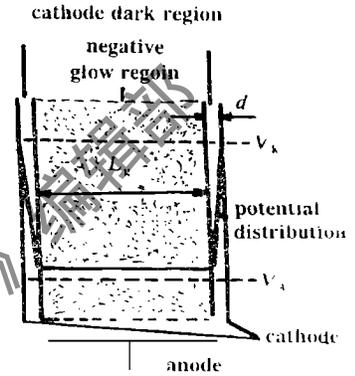


Fig. 1 Hollow cathode discharge region and electric field distribution (V_A - anode potential)

例如, 在氦空心阴极放电中, $B = 1.08\text{mbar/V}$, $C = 430\text{mbar/V}$, $p = 12\text{mbar}$, $V_k = 500\text{V}$, $d = 0.3\text{mm}$, 得到 $d = 0.46\text{mm}$, $L_g = 9.12\text{mm}$ 。因此, 当组成空心阴极的两个相对阴极面距离满足不等式 $0.29\text{mm} < \Delta < 19\text{mm}$ 时, 空心阴极效应产生, 这是空心阴极的设计原则。

对于阴极暗区一维柏松方程为: $dE_x/dx = \rho(x)/\epsilon_0$ (7)

式中, $\rho(x)$ 为暗区中正电荷的密度, ϵ_0 为介电常数。实验测量^[15]表明, 暗区中的电场为线性分布, 即 $dE_x/dx = E_k/d$ (8)

轰击阴极面的离子速度^[15]为: $V_i = \mu_i(E_k/p)$ ($E_k/p \leq w_1$)
 $V_i = k_i(E_k/p)^{1/2}$ ($E_k/p > w_1$) (9)

式中, μ_i, k_i 为暗区内离子的迁移率, w_1 为常数。由方程(7), (8) 得到阴极面上($x = 0$) 的正离子密度 $\rho_i(0) = \epsilon_0 \cdot E_k/d$ (10)

阴极面上的正离子密度和全部电流密度 j 的关系为: $j = (1 + \gamma) \rho_i(0) V_i/e$ (11)

式中, e 是电荷常数。由方程(1), (9) 和(11) 得到放电的伏安特性方程:

$$j/p^2 = 4\mu_i\epsilon_0(1 + \gamma) V_k^2/(pd)^3 \quad (E/p \leq w_1) \quad (12)$$

$$j/p^2 = 2.83k_i\epsilon_0(1 + \gamma) V_k^{3/2}/(pd)^{5/2} \quad (E/p > w_1) \quad (13)$$

我们所讨论的情况, 伏安特性满足方程(12)。由文献[16]惰性气体离子在阴极暗区的迁移率为:

$$\mu_i \approx 8.64 \times 10^2 T_g(p d)/V_k \quad (14)$$

其中气体原子的温度^[17] $T_g = (9530 - 440 \cdot p)j + 610$ (15)

由方程(12) 和(14) 得到 $V_k = 2.2 \times 10^6 (pd)^{5/3} [(1 + \gamma)p^2]^{2/3} \cdot j^{2/3}/T_g^{1/3}$ (16)

由方程(16) 计算空心阴极放电的伏安特性曲线。

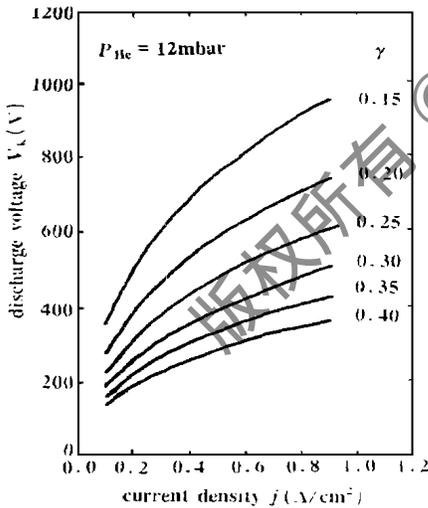


Fig. 2 Voltage-current characteristic of hollow cathode discharge (calculation from equation(16)

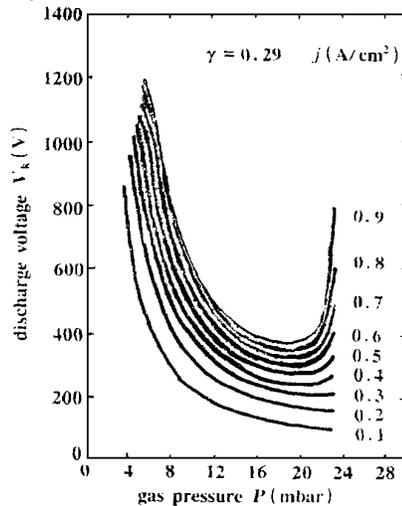


Fig. 3 Calculated discharge voltage-gas pressure characteristic of hollow cathode discharge

图 2 是以有效二次电子发射系数 γ 为参量计算的空心阴极放电特性曲线。对于螺旋形阴极, 不同的值相应于不同的内径和螺距, 对于

圆柱形阴极相应于不同的内径, 对于槽形阴极相应于槽宽。产生二次电子发射的粒子会通过阴极开口而损失, 因此有效二次电子发射系数反比于阴极内径和螺距。用方程(16) 计算的曲线与实验测量的放电伏安特性进行拟合, 得到相应于不同阴极尺寸的 γ 值。例如, 对于 $D \times S = 6\text{mm} \times 9\text{mm}$ (D 为内径, S 为螺距) 的螺旋形阴极得到 $\gamma = 0.29$ 。图 3 给出了放电电压和

压的计算曲线,底部相应于 10~ 22mbar 气压值,就是产生空心阴极效应的气压区,这与铜离子激光器的工作气压区一致,而铜蒸气气压(10^{-3} mbar)的影响可以忽略。

二、阴 极 溅 射

在铜离子激光器,激活介质铜由铜阴极面溅射产生,可用阴极溅射系数表征这一过程的速率。除开粒子的质量和阴极面的状态外,离子的能量是一个决定性的因子。当离子进入阴极暗区时,在暗区电场的加速下获得能量而轰击阴极表面,因此,最大的离子能量取决于阴极位降。因为离子的自由程小于阴极暗区的宽度^[18],在暗区中离子与其它粒子碰撞而损失能量,离子到达阴极面的能量由下式表示
$$W_i = m_i v_i^2 / 2 = 2 m_i v_i^2 [V_k / (pd)]^2 \quad (17)$$

式中, m_i 为离子的质量。惰性气体离子的溅射率 ξ_b^+ 与离子能量的关系为^[17]

$$\xi_b^+ = 1.2 \times 10^{-5} W_i^2 + 1.4 \times 10^{-3} W_i \quad (18)$$

对于铜离子能够按照 Warner^[10]和 Koch^[11]的方法估计。设定一个参量 ϕ 表征铜离子和惰性气体离子溅射率的关系

$$\xi_{Cu^+} = \phi \xi_{Cu^+} + 1 \quad (19)$$

$\phi = 5$ ^[11]。例如:当 $p_{Ne} = 12$ mbar, $V_k = 410$ V 时,得到 $\xi_b^+ = 0.32$, $\xi_{Cu^+} = 2.6$ 。

三、粒 子 的 扩 散

放电等离子体中粒子(铜原子,铜离子和惰性气体离子)的损失主要通过扩散过程^[19]。粒子的扩散取决于阴极几何尺寸,气体气压,电子温度和气体温度。通常粒子扩散的时间为^[20]

$$\tau = (1/D_a)(R/2.405)^2 \quad (20)$$

式中, R 为扩散区域的内径, D_a 为双极扩散系数^[21] $D_a = (K/e)(T_e + T_i) \cdot u_i$ (21)

式中, T_e 为电子温度, T_i 为离子温度,它等于气体温度 T_g ^[11], K 是玻尔兹曼常数, e 为电荷常数, u_i 为离子在负辉区的迁移率(在负辉区 $= 0$ ^[22]) $u_i = (1015 T_i / 300 p) \cdot u_0$ (22)

氦离子在氦气中, $u_0 = 4 \text{ cm}^2 / \text{Vs}$ ^[26], 而铜离子在氦气中, $u_0 = 7 \text{ cm}^2 / \text{Vs}$ ^[27]。按照 McNeil 对电子温度的测量^[21] $T_e = [0.46 - 0.03 \cdot p (\text{mbar})] \cdot j (\text{A/cm}^2) + 0.063 / K$ (23)

铜原子在氦气中的扩散系数为^[17] $D_{Cu} = 28.9 T_g / [p \cdot (1 + 56/T_g)]$ (24)

由方程(20)~(24)能够计算扩散系数与放电参量 p, j 和阴极几何尺寸的关系。

四、放电等离子体中粒子的反应动力学和平衡方程

我们详细考察放电粒子的反应动力学过程,建立粒子数密度的平衡方程,并基于阴极位降理论,阴极溅射和扩散过程,求解粒子数密度的平衡方程,从而得到粒子数密度,电荷转移速率与放电参量和阴极几何尺寸的关系。

粒子的反应动力学过程

(1) 阴极表面二次电子发射: $M + K_c \xrightarrow{Y} E_e + M + K_c^{(+)} \quad (25)$

(2) 电子碰撞电离 $E_e + G \xrightarrow{K_e} G^+ + 2E_e \quad (26)$

(3) 阴极溅射 $Cu^+ (G^+) + K_c + E_e \xrightarrow{\xi_{Cu^+} (\xi_b^+)} Cu(G) + K_e \quad (27)$

(4) 电荷转移激发激光上能级: $Cu + G^+ \xrightarrow{K_{CT}} Cu^+ + G + \Delta E \quad (28)$

$$(5) \text{ 粒子扩散: } \text{Cu}^+ (G^+) + K_c + E_e^{1/\tau_{Cu^+} (1/\tau_b^+)} \text{Cu} (G) + K_c \quad (29)$$

在(25)~(29)式中, M 为参与二次电子发射的粒子, K_c 为阴极, E_e 为电子, ν 为有效二次电子发射系数, K_e 为电离系数, $G, G^+, \text{Cu}, \text{Cu}^+, \text{Cu}^{+*}$ 分别为惰性气体原子和离子, 铜原子和离子以及激发态铜离子, ξ_{Cu^+}, ξ_b^+ 分别为铜和惰性气体离子的溅射系数, τ_{Cu^+}, τ_b^+ 分别为铜和惰性气体离子的扩散寿命, τ_{Cu} 为铜原子的扩散寿命, $K_{CT} = 1.9 \times 10^{-9} \text{ cm}^3/\text{s}^{[23]}$ 为电荷转移速率常数。

按照上述的反应动力学过程, 空心阴极放电中粒子数密度铜原子[Cu], 铜离子[Cu⁺] 和惰性气体离子[G⁺] 满足下面的平衡方程式。

(1) 铜原子: 主要由铜离子和惰性气体离子轰击阴极面溅射产生, 它们的损失过程有铜原子的扩散和与惰性气体离子之间的电荷转移。

$$\xi_{Cu^+} + \frac{[Cu^+]}{\tau_{Cu^+}} + \xi_b^+ \frac{[G^+]}{\tau_b^+} = \frac{[Cu]}{\tau_{Cu}} + K_{CT}[Cu][G^+] \quad (30)$$

(2) 铜离子: 由电荷转移过程产生, 忽略电子的直接碰撞电离。铜离子的双极扩散是它们的主要损失过程。

$$K_{CT}[Cu][G^+] = [Cu^+]/\tau_{Cu^+} \quad (31)$$

(3) 阴极面上的电流密度: 它与有效二次电子发射系数和离子密度之间有如下关系。

$$j/e = e(1 + \nu) \{ [Cu^+]/\tau_{Cu^+} + [G^+]/\tau_b^+ \} \quad (32)$$

由方程(30)~(32)得:

$$\begin{aligned} \frac{[Cu^+]}{\tau_{Cu^+}} - \frac{(2\xi_b^+ - \xi_{Cu^+} + 1)j}{eq(1 + \nu)(\xi_b^+ - \xi_{Cu^+} + 1)} - \frac{1}{(\xi_b^+ - \xi_{Cu^+} + 1)K_{CT}\tau_b^+\tau_{Cu}} \\ \times \frac{[Cu^+]}{\tau_{Cu^+}} + \frac{\xi_b^+}{\xi_{Cu^+} + 1} \frac{j}{eq(1 + \nu)} = 0 \end{aligned} \quad (33)$$

$$\frac{[Cu^+]}{\tau_{Cu}} - \frac{(\xi_{Cu^+} - 1)j}{eq(1 + \nu)} - \frac{1}{K_{CT}\tau_b^+\tau_{Cu}} \frac{[Cu]}{\tau_{Cu}} - \frac{\xi_b^+ \cdot j}{K_{CT}\tau_b^+ \cdot eq(1 + \nu)} = 0 \quad (34)$$

$$\begin{aligned} \frac{[G^+]}{\tau_b^+} - \frac{1}{\xi_{Cu^+} - \xi_b^+ + 1} \frac{(\xi_{Cu^+} - 1)j}{eq(1 + \nu)} - \frac{1}{K_{CT}\tau_b^+\tau_{Cu}} \frac{[G^+]}{\tau_b^+} \\ - \frac{1}{\xi_{Cu^+} - \xi_b^+ + 1} \frac{j}{K_{CT}\tau_b^+\tau_{Cu}} = 0 \end{aligned} \quad (35)$$

方程(33)~(35)联立求解得到铜原子和离子, 惰性气体离子密度, 电荷转移速率。计算过程中所需要的参量: 二次电子发射系数, 阴极溅射系数, 电子和气体温度, 粒子的扩散速率等分别由方程(16), (18), (19), (23), (15), (20), (21), (24)求得。

五、计算结果和实验比较

图 4 中对三个主要的粒子数密度的计算结果表明, 铜原子密度正比于放电电流密度, 而当电流增加时, 惰性气体离子和铜离子密度先呈饱和特性, 而后甚至随电流的再增加而稍微减小。这一结果与实验的测量(图 5)一致。

同时, 我们还计算了电荷转移速率 $R_{CT} = K_{CT}[G^+][Cu]$ (36)

图 6 给出了电荷转移速率与放电电流和螺旋形阴极尺寸的关系。与电流密度成线性关系, 而且正比于阴极的内径和螺距。激光上能级由电荷转移过程激发, 因此激光上能级的自发辐射强度正比于电荷转移速率, 图 7 的实验测量对该理论模型也是一个非常好的证实。(

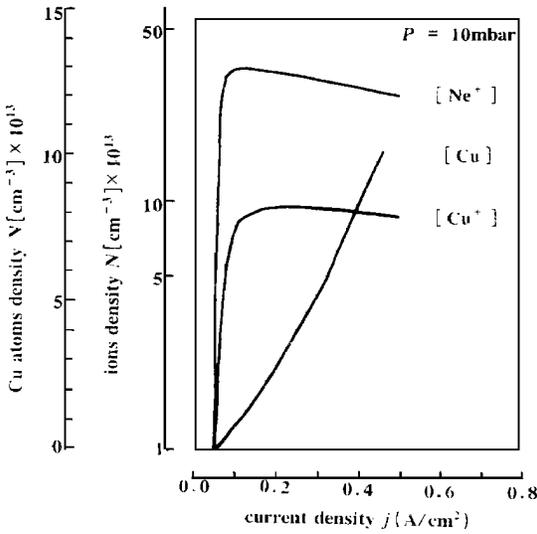


Fig. 4 Calculated particle density in dependence on current density

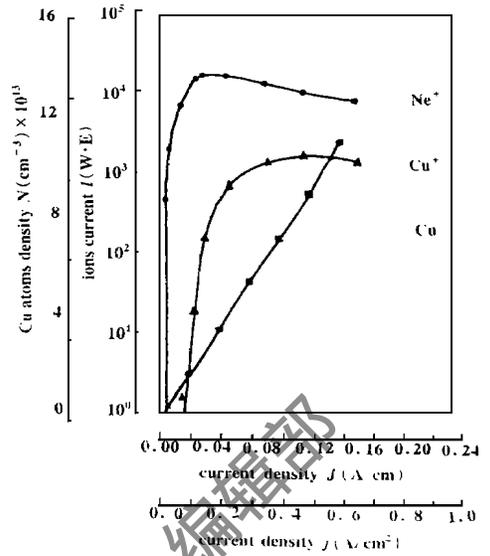


Fig. 5 Plot of measured values of particles density versus current density

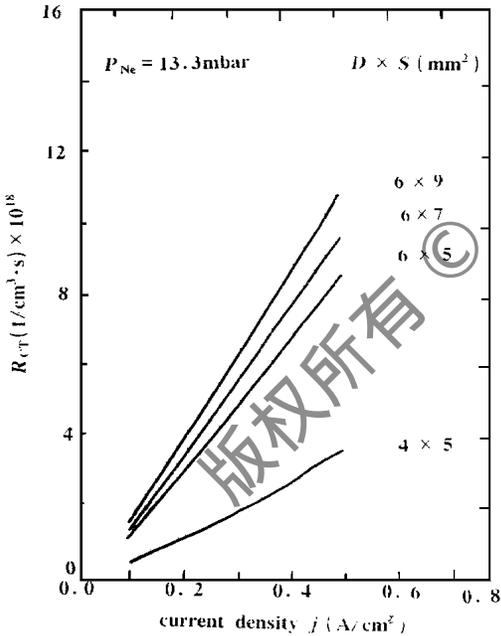


Fig. 6 Calculated charge transfer rate as function of current density

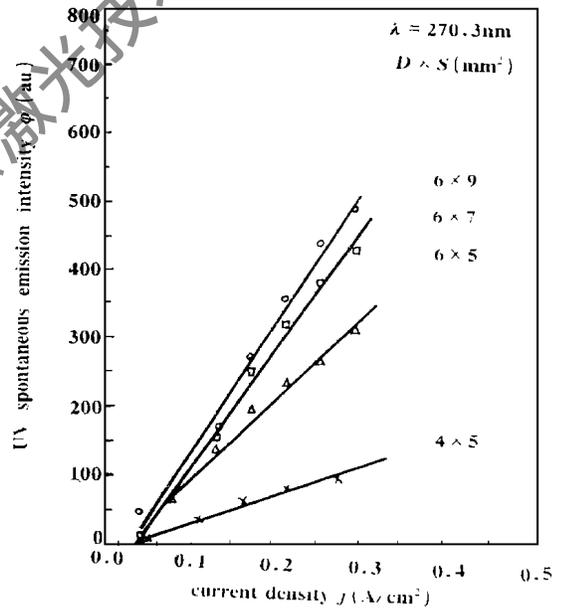


Fig. 7 Measured UV spontaneous emission intensity from laser upper level at different helical cathode geometry

运用该理论能够较好地阐明紫外铜离子激光器的激光增益和输出功率特性以及螺旋形空心阴极的腐蚀速率和阴极寿命等。这部分结果将在另一篇论文中提出。

六、结 论

由阴极位降理论导出了空心阴极放电的伏安特性, 在放电的伏安特性与放电等离子体的反应动力学过程之间建立了定量的关系, 并得到了实验的验证。结果表明: (1) 有效二次电子

发射系数取决于阴极几何尺寸,随着螺旋形阴极的内径和螺距的增加,有效二次电子发射系数减小,放电的伏安特性变陡;(2)在放电电压-气压特性中,存在一气压区,它相应于“空心阴极效应”的产生;(3)铜原子密度正比于放电电流密度,而当电流增加时,惰性气体离子和铜离子密度呈饱和特性,并且随电流的再增加而稍微减小;(4)电荷转移速率,即激光上能级的激发速率随螺旋形阴极内径和螺距的增加而增加。

参 考 文 献

- 1 McNeil J R, Collins C J. A P L, 1976; 28: 207
- 2 Eichler H J, Koch H, Wolt R *et al.* Appl Phys, 1981; B26: 19
- 3 Gerstenberger D C, Solanki R, Collins G J. IEEE J Q E, 1980; QE-16: 820
- 4 Eichler H J, Koch H, Seedorf R *et al.* Appl Phys, 1985; B36: 5
- 5 Godard B, Witte de D. Opt Commun, 1976; 9(3): 325
- 6 Macdonald R, Dettmann C, Yu J H. DPG Conference Muenchen, 1990
- 7 Yu J H, Ph D Thesis. Techn University Berlin, Germany, 1990: 65
- 8 Bjorkholm J E, Eihnor L, White J C *et al.* J A P, 1985; 58: 2098
- 9 Endrschat E, Hamisch J, Koch H *et al.* Proc 6th Int Congr Laser' 83, 1985: 19
- 10 Warner B E. J A P, 1979; 50(9): 5694
- 11 Koch H, Ph D Thesis. Techn University Berlin, Germany, 1982: 32
- 12 Donko Z, Rozsa K, Tobin R C. J Phys D: Appl Phys, 1996; 29(1): 105
- 13 Colin S. Introduction to gas laser: Population Inversion mechanism. New York: 1974: 165
- 14 Fjii K I. IEEE J Q E, 1979; QE15(1): 35
- 15 Ward A L. J A P, 1962; 33(9): 2789
- 16 Frost L S. Phys Rew, 1957; 105: 354
- 17 Hamisch J, Ph D Thesis. Techn University Berlin, Germany, 1987: 78
- 18 Daris W D, Vanversice T A. Phys Rew, 1963; 131: 219
- 19 Warner B E. J A P, 1979; 50(9): 5694
- 20 Cherrington B E. Gaseous electronics and gas lasers, Progammon Oxford, 1979: 178
- 21 McNeil J R, Collins G J, Hoog de F J. J A P, 1979; 50: 6183
- 22 McDaniel E W, Mason E A. The Mobility and diffusion of ions in gases, Wiley, 1973: 205
- 23 Csillag L. Phys Lett, 1974; A50: 13
- 24 Sollinger M, Phys Vebung V. Techn University Berlin, Gemmany, 1982: 56
- 25 Van Veldhuizen E M. Ph D Thesis. T H eindhoven, 1983: 95
- 26 Biondi M A, Chanin L M. Phys Rev, 1954; 94: 910
- 27 Chanin L M, Biondi M A. Phys Rev, 1957; 107: 1219
- 28 Yu J, Macdonald R. J Phys D: Appl Phys, 1989; 22: 1627
- 29 Yu J, Eichler J, Rittner K *et al.* Appl Phys, 1990; B52: 323

作者简介: 余建华, 男, 1957年出生。留德博士, 博士后。主要从事激光物理, 激光技术及其应用的研究。

收稿日期: 1997-12-10 收到修改稿日期: 1998-02-19