

# 横流 CO<sub>2</sub> 激光器的二维增益分布

陈丽吟 楚泽湘 陈海韬

(中国科学院力学研究所)

**摘要:** 用一维气流、准二维放电模型算出垂直于电极平面的等增益线二维分布。研究了放电区气体流速、放电参数以及气体成分等对小信号增益沿流动方向变化规律的影响。对于每一气体压力,有与最佳增益曲线对应的流速范围。将计算结果与实验结果进行了比较。

## Quasi two-dimensional gain distribution of a transverse flow CW CO<sub>2</sub> laser

Chen Liyin, Chu Zexiang, Chen Haitao

(Institute of Mechanics, Academia Sinica)

**Abstract:** A quasi two-dimensional transverse electrical discharge model is developed with which contours with constant unsaturated gain  $G_0$  in X-Z plane are obtained. The effects of the initial conditions on the spatial distribution of T, p, u, E/n and  $G_0$  along the flow axis are numerically investigated. It shows that there is an optimum flow velocity corresponding to the best gain distribution for a given operating pressure. The calculated results are compared with the experimental ones.

本文研究放电区中光轴、电流方向和气流方向三者相互垂直的放电横流 CW CO<sub>2</sub> 激光器。在此放电区中,同时发生分子(原子)的电离和复合、电子态和振动态的电激励、各组元间的碰撞弛豫消激发以及光吸收、发射和振荡等过程,形成了一种复杂的非平衡流动问题。过去的理论工作以解析分析居多,但由于模型过于简化,难以对增益特性做详细的描述。例如在 T. A. Cool<sup>[1]</sup> 和 H. A. Hassan<sup>[2]</sup> 的工作中,假定电激励发生在光腔上游,气流进入光腔以前便已有粒子

数反转,光腔区中只有分子的碰撞弛豫过程和光受激发射过程。A. J. Demaria<sup>[3]</sup> 等人只求解稳态条件下的速率方程,未能取得增益系数在整个激励区的分布。E. Armandillo<sup>[4]</sup> 曾对平行平板电极横流激光器的理论和实验工作做过详尽分析,但为了克服计算中的困难,他采用了一种能使计算和试验结果一致的电流分布,并假定 CO<sub>2</sub> 离解了 50%,这种方法有较大的局限性。以上工作都建立在一维分析的基础上,

收稿日期: 1983年4月27日

而实验却表明增益系数是二维分布的<sup>[5,6]</sup>。本文提出一种简单的一维气体流动、准二维放电模型,用数值方法定量或半定量地模拟垂直于电极平面沿流动方向的二维增益分布,以及流动参数对增益分布的影响。

## 一、理论模型

放电模型:考虑一个以金属板  $ABCD$  为阳极,  $EE'K'K$  为阴极(可以是管、板或针),极间垂直距离  $AE=H$  的电极构形(图1)。工作气体从  $AEKD$  平面流入。在两极间加入适当电压,产生辉光放电,形成了侧面为  $AEFB$ 、宽为  $L$  的放电区。除  $EE'K'K$  附近为阴极暗区,  $ABCD$  附近为阳极暗区外,其余大部分为正柱区。假定气体温度、流速、压力及电流密度等宏观量沿  $y$  方向都是相同的,而沿  $x, z$  两方向却有差异,形成  $x-z$  平面的二维图象。再假定气流中的动量、质量和能量传递过程沿  $z$  方向可以忽略,近似将每一  $x-y$  平面层看成是彼此独立的。只要给出某一高度上的电流密度和电场强度,便可以对该高度进行一维流体力学计算,得出该  $x-y$  平面上的气流温度、浓度以及小信号增益的一维分布。再对不同高度  $z$  进行计算,这样,便组成我们的准二维放电流动模型。

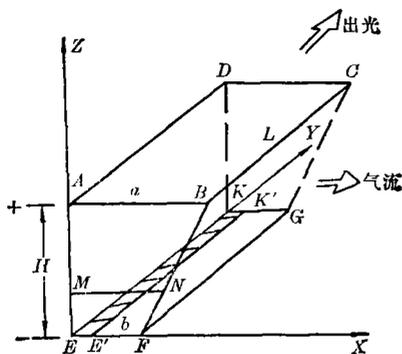


图1 放电正柱区

在正柱区内电流密度  $j$  是按(1)式分布的,它是高度  $z$  的函数:

$$j = \frac{HJ}{[Hb + (a-b)z]L} \quad (1)$$

式中  $J$  是总电流,  $a=AB$ ,  $b=EF$ ,  $H$  为极间距离。调节  $a$ 、 $b$ 、 $H$  和  $L$ , 可以灵活地改变  $x-z$  平面上的电流密度,以适应器件的形状及布置。

电子密度  $n_e$  的分布近似地由下式给出:

$$n_e = \frac{j}{\nu_D e} \quad (2)$$

式中  $\nu_D$  为电子迁移速率,  $e$  为电子电荷。

在阴极表面及附近的暗区中,电子运动速度很小,有效振动激发速率也很小。因此,有效的电子密度为零。为满足这一条件,我们设从阴极附近某处起,电子密度按正弦函数向阴极过渡到零。

对于平行平板电极,电场  $E$  为常数,但由于沿  $x$  方向气流温度逐渐升高,粒子数密度  $n$  相应减少,故此  $E/n$  沿  $x$  方向是逐渐升高的。对于针(管)对板电极,  $E$  沿  $x$  方向下降,  $n$  也是沿  $x$  方向减小。实验表明<sup>[5]</sup>,  $E/n$  在正柱区中变化不大,这里近似取为常数。

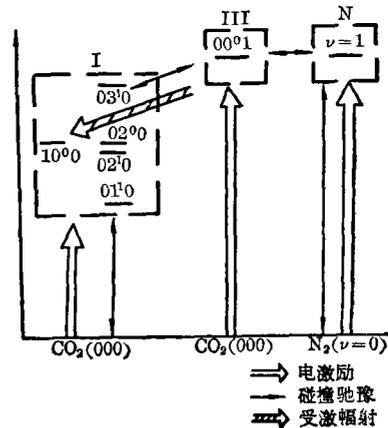


图2 能级图

正柱区中气体分子之间以及分子与电子之间存在频繁碰撞,并进行能量交换,其过程简单地用图2来描述。假定转动和平动处于平衡,并忽略电离及  $CO_2$  在电子作用下的分解反应。按传统的方法将  $CO_2$  和  $N_2$  分子的振动态简化为相互独立的简谐振型  $I$ 、 $III$

和  $N$ 。每个振型是一个谐振子，用振动温度  $T_i$  来描述，粒子数用玻尔兹曼分布表示：

$$n_i^{(l)} = n_i^{(0)} e^{-\frac{lh\nu_i}{kT_i}} \quad (3)$$

$n_i^{(l)}$  表示  $i$  振型第  $l$  振动能级的分子数密度， $\nu_i$  为频率， $T_i$  为振动温度， $h$ 、 $k$  分别为普朗克及玻尔兹曼常数。

按图 2，这三个振型的粒子数生成率方程为：

$$\begin{aligned} \frac{dn_1}{dt} = & \left( \frac{dn_1}{dt} \right)_{\text{辐射}} + \left( \frac{dn_2}{dt} \right)_{\nu_2 \rightarrow T} \\ & + \left( \frac{dn_2}{dt} \right)_{\nu_2 \rightarrow 3\nu_1} + \left( \frac{dn_3}{dt} \right)_{\text{电激励}} \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{dn_3}{dt} = & \left( \frac{dn_3}{dt} \right)_{\nu_3 \rightarrow 3\nu_1} + \left( \frac{dn_3}{dt} \right)_{\nu_3 \rightarrow \nu_N} \\ & + \left( \frac{dn_3}{dt} \right)_{\text{辐射}} + \left( \frac{dn_3}{dt} \right)_{\text{电激励}} \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{dn_N}{dt} = & \left( \frac{dn_N}{dt} \right)_{\nu_N \rightarrow \nu_1} + \left( \frac{dn_N}{dt} \right)_{\nu_N \rightarrow x} \\ & + \left( \frac{dn_N}{dt} \right)_{\text{电激励}} \end{aligned} \quad (6)$$

每个  $\left( \frac{dn_i}{dt} \right)$  项参见 [7] 附录 B。

## 二、数学表达式

在正柱区每一高度上，气流是定常一维理想流体，服从下面的守恒方程组：

$$\frac{d}{dx}(\rho u) = 0 \quad (7)$$

$$\rho u \frac{du}{dx} + \frac{dp}{dx} = 0 \quad (8)$$

$$\frac{d}{dx} \left( h + \frac{u^2}{2} \right) = \frac{jE}{\rho u} - \frac{1}{\rho u} \frac{dq}{dx} \quad (9)$$

$$u \frac{dn_i}{dx} = \omega_i \quad (i = 2, 3, N) \quad (10)$$

$$p = \rho \frac{R}{M} T \quad (11)$$

式中  $\rho$ 、 $u$ 、 $p$ 、 $h$ 、 $E$ 、 $\omega_i$  和  $M$  分别表示气体密度、流速、压力、每克气体的焓、电场强度、动力学速率和混合物的分子量。因为这里不考虑传热，也不输出激光，因而

$$\frac{dq}{dx} = 0。$$

方程(10)右端由方程组(4)~(6)表示。将方程(9)对  $x$  积分，整理后得：

$$T = \frac{h_0 - HV - EU + EX}{\frac{R}{M} \left[ \frac{7}{2} (\psi_{\text{CO}_2} + \psi_{\text{N}_2}) + \frac{5}{2} \psi_{\text{He}} \right]} \quad (12)$$

其中  $HV$  为振动能，

$$EX = \frac{jE}{\rho_0 u_0} x, \quad EU = \frac{1}{2} (u_0^2 - u^2),$$

下标表示正柱区进口条件， $\psi_M$  为组元  $M$  在混合气体中的分子百分比。 $M=1, 2, 3$  代表  $\text{CO}_2$ 、 $\text{N}_2$ 、 $\text{He}$ 。从方程(7)、(8)和(11)可以求出：

$$u = \frac{1}{2} \left( B \pm \sqrt{B^2 - 4(R/M)T} \right) \quad (13)$$

$$P = P_0 + \rho_0 u_0^2 - \frac{1}{2} \rho_0 u_0 \left( B \pm \sqrt{B^2 - 4(R/M)T} \right) \quad (14)$$

其中  $B = (P_0 + \rho_0 u_0^2) / \rho_0 u_0$ 。

计算的步骤是：给定进口参数  $T_0$ 、 $P_0$ 、 $u_0$ 、 $\psi_M$  和正柱区形状  $a$ 、 $b$ 、 $H$ 、 $L$  及  $j$  和  $E$  的分布，将方程组(4)~(6)和(12)耦合求  $n_i$  和  $T$ 。积分从  $x=0$  开始，一直到  $BOGF$  端之后。由方程(3)求  $T_i$ ，由方程(11)、(13)、(14)求  $P$ 、 $u$ 、 $\rho$ 。将求得的  $n_{100}$  和  $n_{001}$  代入公式(15)，就可求出某高度  $z$  值沿  $x$  轴的小信号增益  $G_0$ ：

$$\begin{aligned} G_0 = & \left( \frac{\lambda^2}{4\pi \tau_{21} \nu_0} \right) \\ & \times \left( n_{001} \frac{43.4}{T} e^{-\frac{211.5}{T}} - n_{100} \frac{46.0}{T} e^{-\frac{235.6}{T}} \right) \end{aligned} \quad (15)$$

式中  $\lambda=10.6$  微米， $\tau_{21}$  是自发辐射寿命(5.38秒)， $\nu_0$  是碰撞频率。由于运转压力较高，这里只考虑压力加宽。

用龙格-库塔法进行数值积分。所用电激励速率系数、电子迁移速率、电子温度均取自[8]。所用碰撞弛豫速率系数取自[9~12]。

## 三、计算结果和讨论

本文计算的主要参数范围是： $T_0=293\text{ K}$ ， $P_0=20\sim 50$ (托)， $u_0=30\sim 310$ 米/秒，

气体组分  $[\text{CO}_2]:[\text{N}] = [0.03 \sim 0.05]:$   
 $[0.29 \sim 0.17]$ , 其余为  $[\text{He}]$ ,

$$j = 10 \sim 30 \text{ 毫安/厘米}^2,$$

$$E/n = (1.9 \sim 3.0) \times 10^{-16} \text{ 伏} \cdot \text{厘米}^2.$$

图3~7是在高度  $z = 1.5$  厘米处, 沿流动方向的小信号增益和流动参数的计算值。从这些图可以看到, 气流压力  $P$  沿  $x$  方向变化不大, 温度  $T$  和速度  $u$  略有上升,  $T \approx T_2$ ,  $T_N$  略大于  $T_3$ 。如果继续提高气流速度, 则计算得的最大温升和最大速度差减少, 如表1所示。这说明流速增加可以有效地排除废能, 可以克服由于温升而使下能级堵塞造成增益下降的瓶颈效应。这是流动激光器比静止激光器优越之处。因此, 气流压力  $P$  可以取得高些。

图3和图4的区别主要是气流压力不同。图4中各参数曲线沿  $x$  方向变化都比图3的曲线陡。这说明压力升高对分子间的碰撞消激发反应影响较大的缘故。图6表

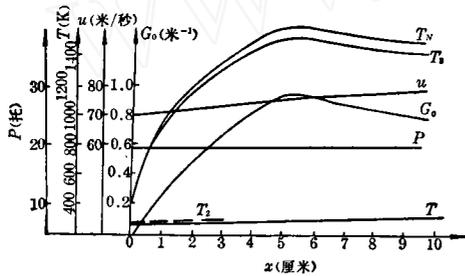


图3  $T, T_i, u, P, G_0$  沿  $x$  方向的变化

$E/n = 2.2 \times 10^{-16}$  伏·厘米<sup>2</sup>;  $\psi_1:\psi_2:\psi_3 = 0.05:0.27:0.68$ ;  
 $MN = 5$  厘米;  $P_0 = 20$  托

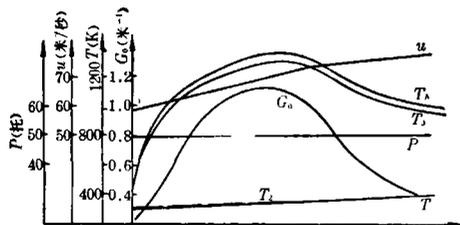


图4  $T, T_i, u, P, G_0$  沿  $x$  方向的变化

$E/n = 2.2 \times 10^{-16}$  伏·厘米<sup>2</sup>;  $\psi_1:\psi_2:\psi_3 = 1:2:7$ ;  
 $MN = 5$  厘米;  $P_0 = 50$  托

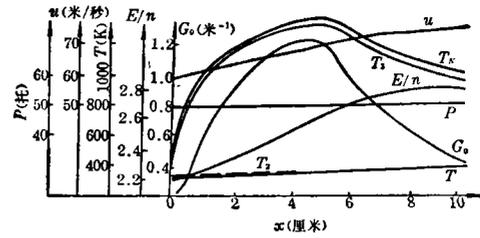


图5  $T, T_i, u, P, G_0, E/n$  沿  $x$  轴的变化

$P_0 = 50$  托;  $(E/n)_0 = 2.2 \times 10^{-16}$  伏·厘米<sup>2</sup>;  
 $\psi_1:\psi_2:\psi_3 = 1:2:7$ ;  $MN = 5$  厘米

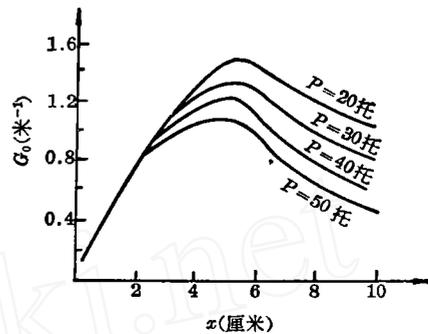


图6  $G_0 - P_0 \sim x$  图

$E/n = 2.2 \times 10^{-16}$  伏·厘米<sup>2</sup>;  $u_0 = 30$  米/秒;  $T_0 = 293$  K;  
 $\psi_1:\psi_2:\psi_3 = 1:2:7$ ;  $MN = 5$  厘米

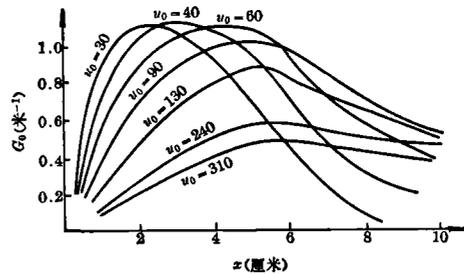


图7  $G_0 - u_0 \sim x$  图

$E/n = 2.2 \times 10^{-16}$  伏·厘米<sup>2</sup>;  $P_0 = 50$  托;  $T_0 = 293$  K;  
 $\psi_1:\psi_2:\psi_3 = 1:2:7$ ;  $MN = 5$  厘米

表1 流速和温升、速度增量关系

$P$ (托)	50	20
$\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}$	1:2:7	5:25:70
$u_0$ (米/秒)	30 40 60 90 130 240 310	70
$u - u_0$ (米/秒)	18 17 16 15 14.5 14 16	19
$T - T_0$ ( $^{\circ}\text{C}$ )	175 130 80 47 30 11 7	37

$x = 10$  厘米,  $T_0 = 293$  K,  $MN = 5$  厘米,  $E/n = 2.2 \times 10^{-16}$  伏·厘米<sup>2</sup>

明,当比电功率不变时,压力增加会使小信号增益  $G_0$  沿  $x$  方向较快地下降。

图4和图5的差别在于  $E/n$  沿  $x$  方向变化不同,图4中的  $E/n$  是常数。图5中  $E/n$  沿  $x$  轴上升( $E \sim$ 常数,  $n$  沿  $x$  轴下降,用于模拟平行平板电极)。图4中增益峰值为  $1.0 \text{ 米}^{-1}$ 。图5中增益峰值为  $1.3 \text{ 米}^{-1}$ ,且  $u$  和  $T$  上升也快。

当外加电功率不变时,由图7看到,  $u_0$  从  $30 \text{ 米/秒}$  提高到  $70 \text{ 米/秒}$ ,增益峰值基本不变,只是峰值位置后移,有效增益面积扩大。从而引出结论:对于某一工作压力,存在最佳流速范围,过份加大流速并无好处。图7中  $P_0=50 \text{ 托}$ ,  $u_0=60 \sim 70 \text{ 米/秒}$  的  $G_0 \sim u_0 \sim x$  关系与[6]中的实验结果基本一致,差别在于实验值  $G_0$  沿  $x$  下降较快。这是由于在我们的计算中采用了沿  $x$  方向均匀分布的电流密度的缘故。

图8给出了相同工作条件下不同  $E/n$  时的  $G_0 \sim x$  图。 $G_0$  随  $E/n$  增大而迅速提高,但达到峰值后下降也更陡一些。质量流量不变,提高  $E/n$  值意味着比电功率增加。在目前实验水平,提高比电功率容易发生电弧,破坏正常工作。如能克服这个困难,适当

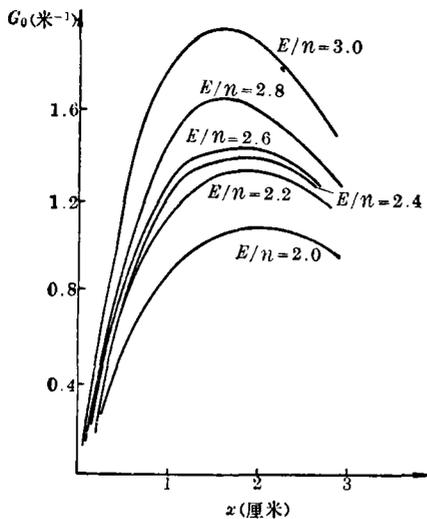
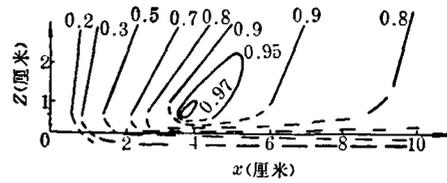
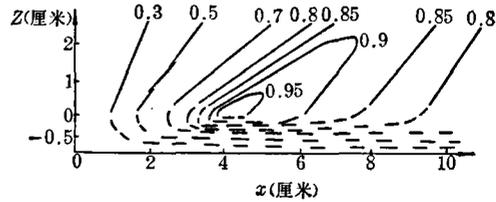


图8  $G_0 \sim E/n \sim x$  关系图

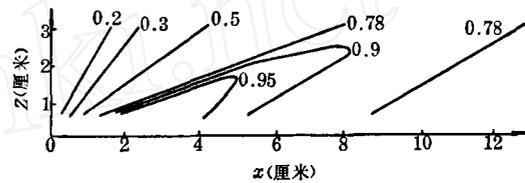
$u_0=70 \text{ 米/秒}$ ;  $P_0=50 \text{ 托}$ ;  $T_0=293 \text{ K}$ ;  $\psi_1:\psi_2:\psi_3=1:2:7$ ;  
 $MN=3 \text{ 厘米}$ ;  $E/n=(2.0 \sim 3.0) \times 10^{-16} \text{ 伏} \cdot \text{厘米}^2$



(a) 梯形辉光区中的等增益分布图  
 $AB=5.5 \text{ 厘米}$ ;  $EF=2.9 \text{ 厘米}$ ;  $H=3 \text{ 厘米}$



(b) 梯形辉光区中的等增益分布图  
 $AB=8 \text{ 厘米}$ ;  $EF=3 \text{ 厘米}$ ;  $H=3 \text{ 厘米}$



(c) 三角形辉光区中的等增益分布图  
 $AB=10 \text{ 厘米}$ ;  $H=3 \text{ 厘米}$

图9 等增益曲线图

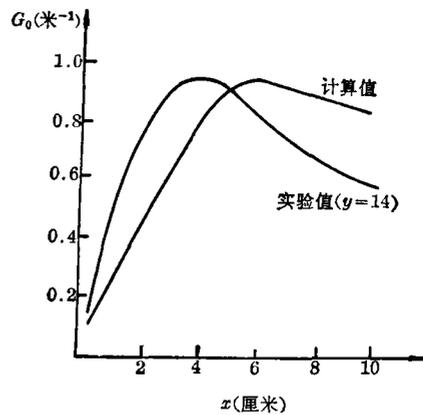


图10 计算与实验的比较

$u_0=70 \text{ 米/秒}$ ;  $P_0=20 \text{ 托}$ ;  $T_0=293 \text{ K}$ ;  $E/n=2.2 \times 10^{-16} \text{ 伏} \cdot \text{厘米}^2$ ;  $\psi_1:\psi_2:\psi_3=5:27:68$ ,  $MN=5.5 \text{ 厘米}$

提高  $E/n$  值对提高增益是有好处的。

图9是  $x-z$  平面的等增益曲线图。(a)、(b)、(c)代表三种不同正柱区形状的计算结

果。此图和[5, 6]中的实验曲线相似, 但曲线的疏密间隔不同。其原因是文献[6]中阴极下部有一股冷气流过, 与激活介质混合, 有效电子密度减少, 因此下方实验曲线收拢, 与本模型不尽相同。文献[5]中由于压力很高, 曲线自然密集。

图 10 给出了本文计算与 [6] 中图 4 的  $y=14$  曲线比较。理论和实验曲线的增益峰值差不多, 但前者峰值位置稍向后移, 且峰值后的增益变化比较平缓。主要问题是本文假定了正柱区中电流密度沿  $x$  方向是均匀的。实际上, 由于电子扩散和来流冲击, 辉光区后移,  $n_e$  沿  $x$  方向并不均匀。

#### 四、结 束 语

由于采用了均匀电流分布模型, 造成诸物理量沿  $x$  方向变化比较平直。如果能够采用更为合适的电流分布和场强分布, 将使计算结果更臻完善。

从计算结果看出, 只要各  $z$  层进口参数相同, 因加入电流而引起的流动参数沿  $z$  方向的变化很小。以  $x=4$  厘米处的计算结果

为例。当  $z$  从 0 变到  $H=3$  厘米时,  $\Delta u \sim 3$  米/秒,  $\Delta T \sim 8$  K,  $\Delta P \sim 0$ , 说明忽略不同  $z$  平面的动量, 质量和能量交换是可行的。

感谢我所 CO<sub>2</sub> 流动激光器实验组的同志们有益的讨论和帮助。

#### 参 考 文 献

- [1] T. A. Cool; *J. Appl. Phys.*, 1969, **40**, No. 9, 3563.
- [2] H. A. Hassan *et al.*; *AIAA J.*, 1972, **10**, 414.
- [3] A. J. Demaria *et al.*; *AIAA Paper*, No. 71-63.
- [4] E. Armandillo, A. S. Kaye; *J. Phys. D. Appl. Phys.*, 1980, **13**, No.2, 321~328.
- [5] Toshimitsu Akiba *et al.*; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1979, **QE-15**, No. 3, 162.
- [6] 赵建荣等;《中国激光》, 1983, **10**, No. 10, 743.
- [7] R. K. Seals; *AIAA Paper*, No. 71-588.
- [8] G. Befefi 编; “Principles of Laser Plasmas”, John Wiley and Sons, Inc., 1976, p. 394.
- [9] R. L. Taylor *et al.*; *Review of Modern Physics*, 1969, No. 4, 1.
- [10] Gen Inoue; *J. Phys. Soc. of Japan*, 1975, **38**, No. 3, 870.
- [11] J. T. Yarell; *JCP*, 1967, **46**, No. 11, 4491.
- [12] O. B. Moore; *JCP*, 1967, **46**, 4222.
- [13] J. C. Stephenson; *JCP*, 1971, **54**, No. 7, 3097.

(上接第 272 页)

$$t_d = \tau_{sp} \ln \frac{I_p}{I_p - I_{th} + I_D}$$

式中  $\tau_{sp}$  为载流子自发复合寿命,  $I_p$  为脉冲电流,  $I_D$  为激光器的直流预偏置。

由公式求得的光电延迟时间与图 6 实验数据符合得很好。由公式还可得知

$$\tau_{sp} \approx 3 \text{ 毫秒}.$$

#### (5) 退化特性

取 20 支 D<sub>2</sub><sup>+</sup> 轰击 DH 激光器在室温充氮气氛中以恒定光输出功率 1~3 毫瓦进行老化考验。结果表明: 有一部分器件表现为快退化的特性, 即在老化过程中, 阈电流  $I_{th}$  增加很快, 激射寿命小于 200 小时。对于退化率  $\Delta I_{th}/I_{th0} < 4\%/1000$  小时的器件 (这里  $I_{th0}$  代表初始阈电流,  $\Delta I_{th}$  为经过 1000 小时

后阈电流的增量), 一般激射寿命都可超过 5000 小时。基本上与 H<sup>+</sup> 轰击器件类似<sup>[5]</sup>。

北京 401 所协助进行了 D<sub>2</sub><sup>+</sup> 轰击试验, 上海光机所单振国同志协助用红外透射发光法拍摄了近场图样, 特此致谢。

#### 参 考 文 献

- [1] M. Panish, I. Hayashi; *Appl. Phys. Lett.*, 1970, **16**, 326.
- [2] 中国科学院半导体所 DH 激光器组;《激光》, 1979, **6**, No. 12, 8.
- [3] B. R. Pruniaux *et al.*; *IEEE Trans.*, 1972, **ED-19**, 5.
- [4] Kenneth Steeples *et al.*; *IEEE Electron Device Letters*, 1980, **EDL-1**, No. 5, 72.
- [5] 中国科学院半导体所 DH 激光器组;《激光》, 1981, **8**, No. 5, 16.