

静态准分子激光器重复率放电的热效应

郑 承 恩

(中国科学院上海光机所)

提要: 提出了在静态重复率泵浦的准分子激光器中的放电气体热膨胀模型。计算结果表明,这种热效应对激光输出平均功率与光束特性有不可忽视的影响。

Thermal effects of repetitive discharge gas in static excimer lasers

Zheng Chengen

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

Abstract: The heat-expanding model of discharge gas in repetitive static excimer lasers is described. The calculated results show that its effects on the average laser output power and beam quality are noticeable.

工作气体是静态或纵向流动的重复率放电准分子激光器,因为其体积较小,成本较低而引起人们的兴趣。但对这类器件的输出特性受到那些因素制约讨论得很少。本文从放电功率对放电气体产生的温升效应这一因素出发,计算了放电区气体温度的分布,并讨论对放电功率与输出光束特性的影响。

为了求出气体温度的变化规律,必须在一定的边界与初值条件下,求解气体热转移的一般方程。为简化问题起见,我们只考虑达到准稳态以后的情况,这意味着不考虑气体温度的瞬态变化以及由此引起的气体质量迁移过程。对重复率运转的放电器件来说,这应当是一个较好的近似。另外,由于纵向流动器件在放电区的气体流动速度一般都比较低,多数在几厘米/秒,因此可忽略气体流动对热转移的影响,而作为静态气体情况处理。

设宽度 $2s$ 的放电,均匀地发生在间距是 $2h$ 的两只电极之间。在放电中心取坐标原点, x 、 y 坐标轴分别沿等位面方向与电力线方向,如图1所示。设 $W(x)$ 是气体中的平均放电功率密度,从放电均匀性与对称性考

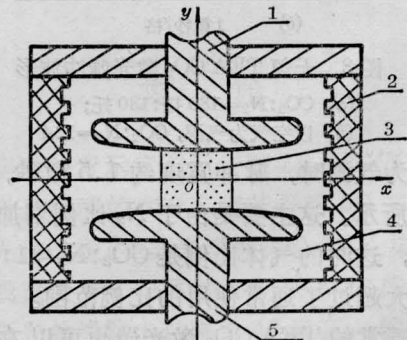


图1 激光器放电截面示意图

1,5—放电电极; 2—绝缘壁; 3—均匀放电区;
4—激光器工作气体

收稿日期: 1983年6月22日。

虑, 这里忽略了 W 对另外两个坐标的依赖性。由于准分子激光器的激光效率很低 ($\sim 1\%$), 因此绝大部分放电功率转变为气体的热能; 另外考虑到气体温度变化较大, 必须计入气体热传导系数 λ 与温度 T 的关系。从这些考虑可以写出描述气体温度 T 的非线性准稳态热传导方程, 以及相应的边界条件;

$$-\frac{\partial}{\partial x} \left[\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial x} \right] - \frac{\partial}{\partial y} \left[\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial y} \right] = W(x);$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=\pm l} = 0;$$

$$T|_{y=\pm h} = T_0 \quad (1)$$

式中 $\lambda(T) = \lambda_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{0.6}$

是放电气体热导率^[1]; T_0 是室温; 沿 y 轴方向在电极表面取恒温边界条件, 其中 $2h$ 是两电极间距。金属电极(一般用铜或铝)能很好地把放电产生的热能传导到放电室外, 对于高达 500 瓦/米的放电功率而言, 估算表明仅在每只电极内外两侧产生约 $1^\circ\text{C}/\text{厘米}$ 的温度梯度。因此在电极外侧采取有效的冷却措施(例如风冷)就能较好地维持电极内侧的温度接近恒定; 沿 x 轴方向我们取了绝热边界条件近似, 其中 $2l$ 是电极全宽度。这主要考虑到绝缘壁与激光器内部工作气体的导热系数都比放电电极的小 3 到 4 个数量级, 因此在 $x = \pm h$ 沿 $\pm x$ 方向流出的放电能比电极所吸收的小得多。

为求解方程组(1), 作变换 $u = T^{8/5}$ 。由此可以把方程组(1)的解表示为

$$u(x, y) = v(x, y) - 1.6 \frac{T_0^{0.6}}{\lambda_0} \int_0^x dx' \int_0^{x'} dx'' W(x'')$$

$$(2)$$

式中 $v(x, y)$ 是下列定义域中的调和函数, 即

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) v(x, y) = 0$$

$$\left. \frac{\partial v}{\partial x} \right|_{x=+l} = - \left. \frac{\partial v}{\partial x} \right|_{x=-l}$$

$$= \frac{1.6 T_0^{0.6}}{\lambda_0} \int_0^l W(x') dx'$$

$$v|_{y=\pm h} = T_0^{1.6} + \frac{1.6 T_0^{0.6}}{\lambda_0} \int_0^h dx'' \int_0^{x''} dx' W(x'). \quad (3)$$

考虑到在面型电极之间放电有很好的均匀性, 可进一步把 $W(x)$ 表示为下列形式,

$$W(x) = f \cdot J(x),$$

$$J(x) = \begin{cases} J, & -s < x < s \\ 0, & -l < x < -s \text{ 或 } s < x < l. \end{cases} \quad (4)$$

式中 f 是重复率放电发生的频率; $2s$ 是放电宽度; J 是每次放电储入气体的放电能量密度。把函数 $J(x)$ 沿 x 轴作周期 $2l$ 的偶延拓, 然后展为傅里叶级数, 可进一步由式(2)与(3)求出方程组(1)的解为

$$T = T_0 \left[1 + 1.6 \frac{Jf}{\lambda_0 T_0} g(x, y) \right]^{0.625}, \quad (5)$$

式中函数 $g(x, y)$ 具有下列形式,

$$g(x, y) = \frac{5}{6} ls + \frac{s^3}{3l} - s^2 - \left(1 - \frac{s}{2l} \right) x^2$$

$$+ \frac{8sh}{\pi^2} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-1)^m}{(2m+1)^2}$$

$$\times \frac{\text{ch} \left(\frac{2m+1}{2h} \pi x \right)}{\text{sh} \left(\frac{2m+1}{2h} \pi l \right)}$$

$$\times \cos \left(\frac{2m+1}{2h} \pi y \right)$$

$$- \sum_{m=1}^{\infty} \left[\frac{2ls}{\pi^2} \frac{(-1)^{m+1}}{m^2} \right.$$

$$\left. + \frac{2l^2}{\pi^3} \frac{\sin \frac{m\pi s}{l}}{m^3} \right]$$

$$\times \frac{\text{ch} \frac{m\pi y}{l}}{\text{ch} \frac{m\pi h}{l}} \cdot \cos \frac{m\pi x}{l}. \quad (6)$$

显见温度分布分别对于 x 轴与 y 轴成轴对称分布。简单分析表明温度最高点位于

$$x = y = 0.$$

由式(5)与(6)可把准稳态放电气体的密度 $\rho(x, y)$ 表示为

$$\rho/\rho_0 = \left[1 + 1.6 \frac{Jf}{\lambda_0 T_0} g(x, y) \right]^{-0.625} \frac{P}{P_0}, \quad (7)$$

式中 ρ_0 与 P_0 分别是未发生放电时的气体密度与气压。实际上在通常的重复率放电器件中, 激光室内体积比放电体积大得多(一般说两者相差 50~300 倍), 因此我们可以忽略 P 与 P_0 的差别。由此进一步得到如下结果。

1. 放电介质对光束传播发散的影响

由式(7)可以把沿激光器光轴方向的光束折射率 $n(x, y)$ 按照洛伦兹-洛伦斯公式表示为

$$n(x, y) = 1 + (n_0 - 1) \times \left[1 + 1.6 \frac{Jf}{\lambda_0 T_0} g(x, y) \right]^{-0.625} \quad (8)$$

式中 n_0 是未发生放电时的激光工作气体折射率。函数 $g(x, y)$ 的计算结果显示, 在坐标原点有最大值 $g(0, 0)$, 随着向放电区边缘过渡, 数值逐渐减小, 这使折射率有相反变化的

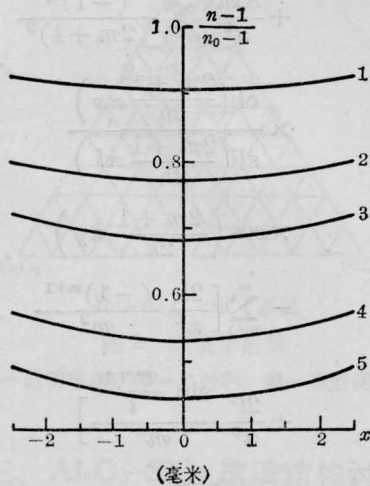


图2 在具有不同的放电功率密度 W 时, 参量

$$\frac{n-1}{n_0-1} \text{ 沿 } x \text{ 坐标轴的变化}$$

放电几何参数取 $s=0.25$ 厘米; $h=1$ 厘米
图中曲线 1—He, $W=0.3$ 瓦/厘米³; 2—
Ne, $W=0.3$ 瓦/厘米³; 3—He, $W=1.5$
瓦/厘米³; 4—Ne, $W=1.0$ 瓦/厘米³; 5—
Ne, $W=1.5$ 瓦/厘米³

趋势。图2给出了在放电区内参量 $\frac{n-1}{n_0-1}$ 沿 x 坐标轴的变化, 计算中取放电宽度 $2s=0.5$ 厘米; 两电极间距 $2h=2$ 厘米; 电极宽度 $2l$ 在(4~10)厘米内对计算结果影响不敏感(相应的相对变化范围小于3%)。计算结果还表明, 在放电区内折射率 n 沿 y 坐标轴或其它方向均有类似于图2所示的变化特点, 即 n 在放电区中心($x=y=0$)有最小值。折射率这种变化特性使得沿光轴(即平行于 z 轴)穿过放电区的光束产生发散。在放电截面不同位置上, 此种发散程度亦有所不同。一般来说, 不能把它等效为一个具有单一焦距的发散透镜系统, 但是在放电截面中心附近一个小领域内, 可把 $n(x, y)$ 按照 x, y 展开, 在忽略高次项的近似下可以得到更为直接的结果。由式(8), 注意到

$$\begin{aligned} \frac{\partial g}{\partial x} \Big|_{x=y=0} &= \frac{\partial g}{\partial y} \Big|_{x=y=0} = \frac{\partial^2 g}{\partial x \partial y} \Big|_{x=y=0} \\ &= \frac{\partial^2 g}{\partial y \partial x} \Big|_{x=y=0} = 0, \end{aligned}$$

可以得到

$$n(x, y) = n_{00} + \frac{1}{2} n_x x^2 + \frac{1}{2} n_y y^2 + \varepsilon(x^4, y^4, x^2 y^2), \quad (9)$$

式中

$$\begin{aligned} n_{00} &= 1 + (n_0 - 1) \\ &\times \left[1 + 1.6 \frac{Jf}{\lambda_0 T_0} g(0, 0) \right]^{-0.625}; \\ n_x &= (n_0 - 1) \frac{Jf}{\lambda_0 T_0} \\ &\times \left[1 + 1.6 \frac{Jf}{\lambda_0 T_0} g(0, 0) \right]^{-1.625} \\ &\times \left[2 - \frac{s}{l} - \frac{2s}{h} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-1)^m}{\text{sh}\left(\frac{2m+1}{2h} \pi l\right)} \right. \\ &\left. - \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\frac{2s}{l} (-1)^{m+1} + \frac{2}{m\pi} \sin \frac{m\pi s}{l}}{\text{ch} \frac{m\pi h}{l}} \right]; \end{aligned}$$

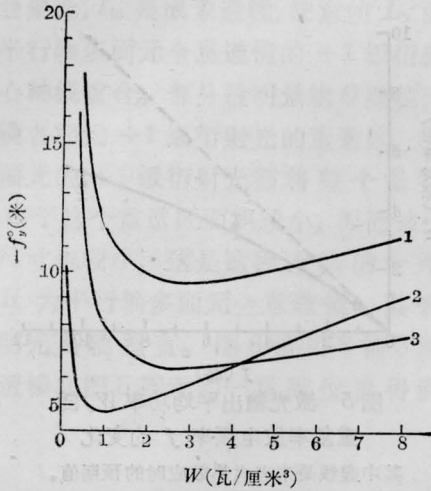


图3 在不同的气体压力下, f_y^0 随放电功率密度 W 的变化

放电几何参数取 $s=0.25$ 厘米; $h=1$ 厘米
图中曲线 1—He, $P_0=2$ 大气压; 2—Ne, $P_0=2$ 大气压; 3—He, $P_0=3$ 大气压

$$n_y = (n_0 - 1) \frac{Jf}{\lambda_0 T_0} \left[1 + \frac{1.6 Jf}{\lambda_0 T_0} g(0, 0) \right]^{-1.625} \times \left[\frac{2s}{h} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-1)^m}{\text{sh}\left(\frac{2m+1}{2h} \pi l\right)} + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\frac{2s}{l} (-1)^{m+1} + \frac{2}{m\pi} \sin \frac{m\pi s}{l}}{\text{ch} \frac{m\pi h}{l}} \right] \quad (10)$$

由式(9)与光线传播方程可求出相应的光束传播矩阵^[2,3], 注意 n_x 与 n_y 均为正值, 因此光束传播方程的解具有双曲函数形式, 这与[3]有所不同。由此可把 $x=y=0$ 领域内, 放电介质对于沿 xz 平面与 yz 平面传播的光束的发散效应分别等效为用沿 x 与 y 方向具有焦距 f_x^0 与 f_y^0 的两个发散透镜来描述, 即

$$f_x^0 = -\sqrt{\frac{n_{00}}{n_x}} \text{cth} \left(\sqrt{\frac{n_x}{n_{00}}} d \right),$$

$$f_y^0 = -\sqrt{\frac{n_{00}}{n_y}} \text{cth} \left(\sqrt{\frac{n_y}{n_{00}}} d \right), \quad (11)$$

式中 d 是放电介质长度。图3给出在不同的初始充气压力下, f_y^0 随放电功率密度的变化, $W=Jf$ 。图中放电几何参数与图2同,

显见随工作气压升高, 发散效应变得更加显著。在选取这类器件的谐振腔参数时, 应注意此类发散效应的后果。

2. 放电介质对激光输出平均功率的影响

在诸如 KrF^* 或 XeCl^* 一类激光器中, 激光下能级或为自由态(如 KrF^* 情况), 或为弱束缚态(如 XeCl^*)。 XeCl^* 分子下能级的束缚能仅约 0.03 电子伏, 估计下能态寿命只有约 1 毫微秒, 它不会引起显著的热瓶颈效应^[4]。因此在放电激发水平不变时, 可以预期激光反转数密度与气体密度成正比。实际上, 实验上业已证实: 直到 5~7 大气压(室温)为止, 激光输出能量仍与工作气体密度成正比^[5~7]。在重复率放电运转时, 放电区气体升温造成气体密度降低。因此我们有可能利用它来估计热效应对激光输出平均功率带来的限制。由式(7)把气体密度 $\rho(x, y)$ 对整个放电区平均, 得到

$$\frac{\bar{\rho}}{\rho_0} = \frac{1}{hs} \int_0^s dx \int_0^h dy \times \left[1 + \frac{1.6 Jf}{\lambda_0 T_0} g(x, y) \right]^{-0.625} \quad (12)$$

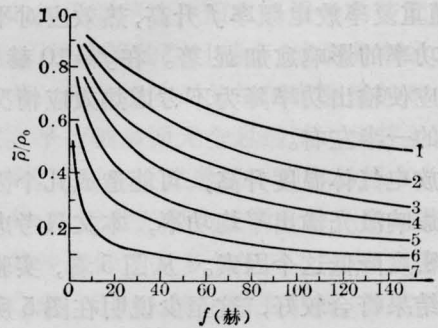


图4 在不同的放电条件下, $\bar{\rho}/\rho_0$ 随放电重复频率 f 的变化

图中曲线 1—He, $J=0.05$ 焦耳/厘米³; 2—Ne, $J=0.03$ 焦耳/厘米³; 3—Ne, $J=0.05$ 焦耳/厘米³; 4—He, $J=0.25$ 焦耳/厘米³; 5—Ne, $J=0.15$ 焦耳/厘米³; 6—Ne, $J=0.15$ 焦耳/厘米³; 7—Ne, $J=0.15$ 焦耳/厘米³。其中放电几何参数 1~5 同图2, 6— $h=1$ 厘米, $s=1$ 厘米; 7— $h=2$ 厘米; $s=2$ 厘米

图4是在几种不同放电条件下, $\bar{\rho}/\rho_0$ 随放电频率 f 的变化。其中曲线1~5放电参数与图2同。在曲线6与7中当电极宽度 $2l$ 分别在(6~12)厘米与(8~12)厘米范围内变化时, 计算结果的数值相对变化范围小于5%, 这用图4的同一条曲线表示。由式(12)可进一步写出这种热效应对激光输出平均功率的影响, 即

$$\frac{W_r}{W_r^0} = \frac{E_r}{E_p} = \frac{\bar{\rho}}{\rho_0}, \quad (13)$$

式中 W_r 与 E_r 分别是在重复率运转时考虑气体温升效应时的激光输出平均功率与相应的脉冲能量, 显见 $W_r = fE_r$ 。 W_r^0 是在重复率运转时不考虑热效应所预期获得的激光输出平均功率; E_p 是单脉冲运转时输出的能量, $W_r^0 = fE_p$ 。图5给出本文计算的结果与实验结果的比较。实线是考虑热效应的结果, 虚线是未考虑热效应的预期值 W_r^0 。实验数据是用一台 X 光预电离 $XeCl^*$ (3080 Å) 激光器得到的*。该器件放电体积 $0.5 \times 2 \times 80$ 厘米³, 在典型的 $HCl/Xe/Ne$ 成份时, 工作气压直到 4 大气压(室温)激光输出能量仍未饱和, 单脉冲输出 200 毫焦耳。实验所用放电能量密度 $J \sim 0.18$ 焦耳/厘米³。由图5显见, 随重复率放电频率 f 升高, 热效应对平均输出功率的影响愈加显著。在 $f=10$ 赫时, 热效应使输出功率降为不考虑热效应情况预期值的一半左右。

放电气体温度升高, 可能造成几个因素同时影响激光输出平均功率, 本文只考虑了气体密度降低这个因素。从图5看, 实验与计算结果符合较好, 这至少说明在图5所示的放电功率密度范围内, 本文所述的热效应占主导地位。事实上, 由式(5)可算出与本实验相应的最大温度 $\sim 700K$ ($f=10$ 赫), 对于像 $XeCl^*$ 或 KrF 这类器件来说, 通过分析各个主要的动力学反应过程后可以看到,

* 该器件是由郑承恩、唐士清、霍芸生、江英英共同研制的。

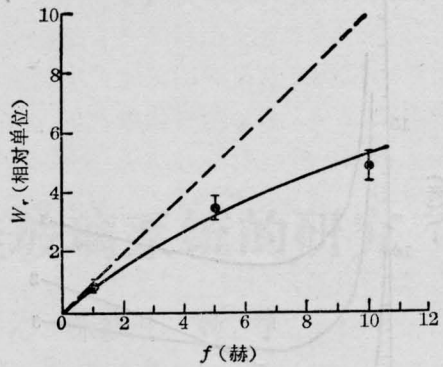


图5 激光输出平均功率 W_r 随重复率放电频率 f 的变化

其中虚线是未考虑热效应时的预期值。放电几何参数同图2。

放电能量密度 $J=0.18$ 焦耳/厘米³

$10^3 K$ (~ 0.1 电子伏)的工作气体温度不会使参与这些主要反应动力学过程的粒子数密度发生显著变化^[4]。

应当注意, 式(13)的近似不适合于像 XeF^* 这样的下能态束缚较强的情况。 XeF^* 激光下能态束缚能 $\Delta E \sim 0.15$ 电子伏, 实验上观察到当温度升高到大约 500 K 时, 其下能态获得充分的解离, 这时获得了最大的激光本征效率^[8]。 $XeCl^*$ 情况与此有所不同, 其下能态束缚程度很弱, $\Delta E \sim 0.03$ 电子伏, 即便在室温也足以使它获得相当程度的解离。

参 考 文 献

- [1] American Institute of Physics Handbook, Third Edition, McGraw-hill Book Company, 4~145.
- [2] A. Yariv, "Quantum Electronics", Second Edition, John Wiley & Sons, Inc., New York, Chapter 6 (1975).
- [3] H. Kogelnik, T. Li; *Proc. IEEE*, 1966, **44**, 1312.
- [4] L. A. Levin *et al.*; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1981, **QE-17**, 2281.
- [5] Lin Sho-chi *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1981, **38**, 328.
- [6] 郑承恩等;《电子学报》, 1983, **10**, 110.
- [7] Lou Qi-hong *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1982, **41**, 514.
- [8] M. Rokni *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1980, **36**, 243.