增益及密度同时作随机起伏对流动型气体激光器光束质量的影响

褚　成

（中国科学院上海光机所）

提要：在合理的简化条件下，推导了在增益及介质密度同时作随机起伏时使激光光束质量劣化的表达式。

Influence of simultaneous random fluctuations of gain and density on beam quality of flow-type gas lasers

Chu Cheng

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

Abstract: Under rational simplification, the expression for the beam quality deterioration by simultaneous random flutuations of gain and density is given.

随着高能气体激光器规模的扩大及输出功率的提高，改善方向性的重要性日益突出。方向性的劣化主要是由于激光束所通过的介质——气体不均匀使得波面畸变所致。这种不均匀包括两个方面，气体密度的不均匀及反转粒子数密度的不均匀。不均匀的类型又大体上可划分为两种，大尺度的不均匀及小尺度的随机起伏。对于器件亮度的根本性限制，看来还在于后者。因为起伏的随机性使得光束弥散，远场强度的下降是很难加以补偿的，尤其在高功率负荷情况下更是如此。而大尺度的不均匀看来有可能通过某种光学自适应技术加以校正。

详细地分析随机起伏相互之间的关系及它们对光束质量的影响是相当复杂的。本文是在作了一系列简化的条件下，采用解析的方法求出气体密度及增益系数作随机起伏的情况下光束质量劣化的情况。

讨论的情况如图 1 所示。激光腔区是一个口径 h 乘 h 的正方形，长 L 的长方盒。腔区气体沿 z 向流，流速为 V，密度在平均值 ρ 上下起伏，起伏值为 $\Delta\rho$；介质增益在平均值 α 上下起伏，起伏值为 $\Delta\alpha$。为简便计，考虑按放大器模式工作。为能够作解析分析，我们考虑所有起伏均为均匀、各向同性；起伏

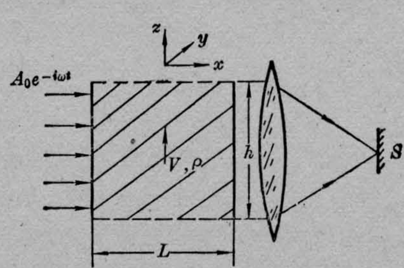

图 1　讨论情况示意图

收稿日期：1979 年 12 月 21 日。

的相关函数取正则形式。即

$$\overline{\Delta\alpha_1\cdot\Delta\alpha_2}=\overline{\Delta\alpha^2}\cdot e^{-r^2/b^2} \tag{1}$$

$$\overline{\Delta\rho_1\cdot\Delta\rho_2}=\overline{\Delta\rho^2}\cdot e^{-r^2/a^2} \tag{2}$$

式中 1、2 两点相距为 r。a、b 分别为相应起伏的相关距离，它们是起伏尺度大小的量度，原则上讲应当可以由实验测出(如由多普勒测速法测出 a)。

忽略热传导，则在图 1 所示坐标的场合，腔内某点 (z, y) 由于出激光而馈入平动加热的热量(能量/体积·时间)为[1]：

$$h(z, y)=\alpha\int_0^z E_V(z', y)\cdot\exp[-(z-z')/V\tau]dz' \tag{3}$$

式中 $E_V(z', y)$ 为单位体积、单位时间内由于激光跃迁至下能级，由这个能级转为气体加热的能量；α 为待定系数。

$$E_V(z', y)=I(z', y)\alpha(z', y)\frac{1-\eta_Q}{\eta_Q} \tag{4}$$

式中 η_Q 为激光器量子效率，而其演变形式为：

$$E_V(z, y)=E_V(z', y)\cdot\exp[-(z-z')/V\tau] \tag{5}$$

由此易求得(3)中系数 α 为：

$$\alpha=\frac{1}{V\tau} \tag{6}$$

由(3)～(6)可得

$$h(z, y)=\frac{1}{V\tau}\left(\frac{1-\eta_Q}{\eta_Q}\right)\int_0^z I(z', y)\alpha(z', y)\cdot\exp[-(z-z')/V\tau]dz' \tag{7}$$

(7)式表明，由于 V-T 弛豫需一定时间 τ，故某点加入的热量为沿流线前面一段距离(近似为 $V\tau$ 量级)的综合效应。只要这一距离远大于 $\Delta\alpha$ 的平均周期，则积分的结果由于相互抵消将使 h 的起伏 Δh 趋于零。可以具体估计一下几种特例：对 CO_2，$\tau\approx10^{-5}$ 秒[1]，$V\approx10\sim100$ 米/秒，$V\tau\approx10^{-4}\sim10^{-3}$ 米；对 CO，$\tau\approx10^{-3}$ 秒，$V\approx500$ 米/秒，$V\tau\approx0.5$ 米。而 $\Delta\alpha$ 随机起伏的尺度 b 可以取 $10^{-3}\sim10^{-2}$ 米的量级。故 CO 激光器的场合，由于 $\Delta\alpha$ 的存在并不能引起 Δh，而 CO_2 激光器则未必如此。这种差别是由于它们的 V-T 弛豫时间相差很大所致。

在 $V\tau$ 远小于 $\Delta\alpha$ 的平均周期时，可近似认为 $V\tau\to0$，则(7)式即化为

$$h(z, y)=\int_0^z I(z', y)\alpha(z', y)\cdot\frac{1-\eta_Q}{\eta_Q}\delta(z-z')dz'=I(z, y)\alpha(z, y)\frac{1-\eta_Q}{\eta_Q} \tag{8}$$

在腔内气体作超声速流动时，放热引起的密度扰动沿特征线传播，且拖有尾流，某点 (z, y) 的密度起伏为[1]：

$$\frac{\Delta\rho(z, y)}{\rho}=\frac{(\nu-1)/M}{2C_a^3\sqrt{M^2-1}\,\rho}\int_0^s h(z', y')\cdot\sin\mu ds-\frac{(\nu-1)}{C_a^2V\rho}\cdot\int_{z'}\int_y h(z', y')\delta(y-y')\cdot I(z-z')dz'dy' \tag{9}$$

式中 ν 为比热比；M 为马赫数；C_a 为腔区声速；μ 为马赫角；ds 为沿特征线微分线元；δ 为 δ-函数；I 为单位阶梯函数。

由(9)可见，即使 $\Delta h(z', y')$ 不为零，在沿特征线及流线再一次积分时，也会导致 $\Delta\rho(z, y)$ 为零。但这要求激光脉宽要大于扰动越过相关距离 b 的时间(约为 b/C_a)，这一时间约为几十微秒量级。以上分析在亚声速流动时也类似。可见在准连续(毫秒量级脉宽)或连续工作的高能气体激光器，无论 Δh 是否为零，均可认为 $\Delta\alpha$ 引起的 $\Delta\rho$ 可以忽略不计，也就是说，$\Delta\alpha$ 和 $\Delta\rho$ 无耦合关系，可作为独立的随机函数加以分别处理。

由上面分析可见，有

$$\int_0^\infty \Delta\rho\Delta\alpha\, dt=0 \tag{10}$$

考虑到 $ha\gg1$，$hb\gg1$，由 Fresnel 近似处理[2]可得出口孔径($x=L$ 处)相位起伏及幅度起伏均方值为：

$$\overline{[s-k(1+\beta)L]^2}=\frac{\sqrt{\pi}}{2}\overline{\mu_r^2}k^2aL$$

$$\cdot\left(1+\frac{1}{D_a}\operatorname{tg}^{-1}D_a\right)$$

$$+\frac{\sqrt{\pi}}{2}\overline{\mu_i^2}k^2bL$$

$$\cdot\left(1-\frac{1}{D_b}\operatorname{tg}^{-1}D_b\right) \quad (11)$$

$$\overline{[\ln A/A_0-\alpha\cdot L]^2}=\frac{\sqrt{\pi}}{2}\overline{\mu_r^2}k^2aL$$

$$\cdot\left(1-\frac{1}{D_a}\operatorname{tg}^{-1}D_a\right)$$

$$+\frac{\sqrt{\pi}}{2}\overline{\mu_i^2}k^2bL$$

$$\cdot\left(1+\frac{1}{D_b}\operatorname{tg}^{-1}D_b\right) \quad (12)$$

其中 $D_a\equiv 4L/ka^2,\quad D_b\equiv 4L/kb^2,$

$$\overline{\mu_r^2}=\beta^2\frac{\overline{(\Delta\rho^2)}}{\rho_s^2},\quad \overline{\mu_i^2}=\frac{\overline{\Delta\alpha^2}}{k^2}。$$

经焦距 F 透镜聚焦后中心点最大强度 I 近似为:

$$I=e^{-\delta}\cdot I_0=e^{-\delta}\cdot\frac{h^4}{\lambda^2F^2}A_0^2e^{2\alpha L} \quad (13)$$

其中

$$\delta=\overline{[s-k(1+\beta)L]^2}$$

$$+\overline{[\ln A/A_0-\alpha\cdot L]^2}$$

$$=\sqrt{\pi}\,k^2\beta^2aL\frac{\overline{\Delta\rho^2}}{\rho_s^2}$$

$$+\sqrt{\pi}\,bL\overline{\Delta\alpha^2} \quad (14)$$

I_0 为无起伏时强度值。

由(13)、(14)可看出，光束在起伏介质中走过的距离越长，增益或密度的起伏($\overline{\Delta\alpha^2}$ 及 $\overline{\Delta\rho^2}$)越大；起伏相关距离越大则光束的劣化越严重。为对这两种扰动的相对重要性有个概念，我们以CO电气动激光器为例加以估计。设典型条件为：工作气体 CO:Ar=1:9，腔区压力 0.1 大气压，腔区温度 60K，$L=0.5$ 米，又设 $a=b=0.5$ 厘米。如要求 $\frac{I}{I_0}\geqslant 0.9$,则由[3],可知要求$\sqrt{\overline{\Delta\rho^2}}/\rho\leqslant 3.7\%$。

现求对 $\sqrt{\overline{\Delta\alpha^2}}$ 的要求：

$$\sqrt{\overline{\Delta\alpha^2}}=\sqrt{\frac{-\ln 0.9}{\sqrt{\pi}\,bL}}\approx 0.05/\text{厘米} \quad (15)$$

这已与小信号增益大小相似[4]。由此可见，增益的随机起伏对激光方向性的影响在这种场合远没有介质密度起伏的影响来得大，在实际分析时，可以略去不计。

再考虑波长的影响。由(14)可见，增益起伏对光束的劣化作用与波长无关，而密度起伏的作用则与波长平方成反比。所以，在其它参数类似的情况下，设 $\lambda_1=5\mu$(CO 激光器)、$\lambda_2=0.3\mu$(准分子激光器)，则易见

$$\delta_1/\delta_2\approx 1/250 \quad (16)$$

也就是说，同样的介质扰动将使准分子激光器远场强度的下降比红外激光器大 2～3 个数量级。当然，在这样大的相位畸变时，近似公式(13)将不成立，不过(16)仍然给出定性的结论：在准分子激光器扩大规模，尤其当采用气动技术以求获得连续脉冲系列时(此时 $\Delta\rho$ 总会比较大)，能否获得良好方向性(近衍射极限)是很值得怀疑的。考虑到减小波长是为了聚焦斑点强度按 $1/\lambda^2$ 上升（见(13)式分母中 λ^2 因子)，这和上述效应相互抵消，如在气动技术方面没有特别的措施保证极低的密度起伏，则未必能在提高亮度方面比红外激光器有多少潜力。看来这可能成为准分子器件进一步发展的重大原则性障碍。

最后要说明，本文仅分析了起伏中的随机部分，至于大尺度的非随机起伏造成方向性的劣化（比如 α 不均匀造成局部自激等效应)可见诸于许多资料，比如[5]。

参考文献

[1] O. Biblarz, A. E. Fuhs; *AIAA J.*, 1974, **12**, 1083.

[2] L. A. Chernov; Wave propagation in a Randon Medium, McGraw-Hill, 1960.

[3] 褚成;《激光》, 1978, **5**, No. 5-6, 52.

[4] T. G. Jones et al.; AIAA Paper 74-562.

[5] 《固体激光导论》，上海人民出版社，1975 年。