

准分子激光器放大自发辐射特性的研究

张大可 倪晋智 傅淑芬 陈建文
(中国科学院上海光学精密机械研究所)

提 要

本文考虑了 XeCl 激光振荡器中放大自发辐射对阈值条件和输出特性的影响,建立了激光和放大自发辐射归一化光通量的耦合输运方程,求得激光和放大自发辐射光通量分析和输出功率的解析表达式。结果表明:(1)放大自发辐射的存在增加了激光的阈值增益;(2)随着腔的 Q 值的提高,放大自发辐射的输出减弱;(3)适当地选取腔镜的反射率,即可有效地抑制放大自发辐射,从 XeCl 准分子激光器空间相干性的测量证实了上述结果。

近几年来,准分子激光器以其高效率、高功率、波长连续可调以及工作在紫外和真空紫外区等一系列优点而获得了迅速的发展,相应地,对其输出特性进行了许多测试和理论研究。但是,迄今为止还没有文献报道过放大自发辐射(ASE)对准分子激光特性的影响,而对于高增益运转的准分子激光器,这种影响无疑是重要的。

本文按照通常使用的对放大自发辐射的定义,即自发辐射的单程受激放大,建立起稳态条件下受激辐射和放大自发辐射归一化光通量输运方程,在合理的边界条件下对方程求解,得出输出功率、激光和放大自发辐射光通量沿轴向分布的解析表达式。结果表明,适当地选取输出耦合腔镜的反射率,可以有效地抑制放大自发辐射的影响,从而改善准分子激光的空间相干性。

一、耦合方程

对于具有稳定的光学谐振腔,且假定吸收损耗是均匀分布的体系,其归一化激光光通量方程为

$$(dL^\pm/dz) = \pm L^\pm(g - \alpha), \quad (1)$$

式中“±”号分别表示沿 ±z 方向传播的光通量, g 和 α 分别为饱和增益系数和吸收损耗系数。放大自发辐射光通量 S 沿传播方向的变化,是由于自发辐射在已达到粒子数反转的激活介质中激起的受激辐射和在一定立体角范围内的自发辐射而引起的,所以,放大自发辐射方程可以表示为

$$\left. \begin{aligned} (dS^\pm/dz) &= \pm [S^\pm(g - \alpha) + Ag_0], \\ \frac{d\Omega}{4\pi} &= \frac{1}{2} \left[1 + \frac{l}{d} - \sqrt{1 + \left(\frac{l}{d}\right)^2} \right] / \left(\frac{l}{d}\right), \\ A &= (h\nu A_{21} / \sigma_{st} I_s) (d\Omega / 4\pi), \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

式中 A_{21} 是自发辐射系数, $h\nu$ 是光子能量, I_s 是饱和参量, σ_{st} 是受激辐射截面, $(d\Omega/4\pi)$

是对放大自发辐射输出有贡献的平均立体角, l 、 d 分别是激活介质的轴向和横向线度。

现设谐振腔的两个端镜的反射率分别为: $R_1=1$ 和 $R_2=R$, 于是相应的边界条件是

$$L^+(0) = L^-(0), \quad L^-(l) = RL^+(l), \quad S^+(0) = S^-(0), \quad S^-(l) \neq 0. \quad (3)$$

为了运算的方便, 我们定义下述几个物理量:

$$\left. \begin{aligned} \text{激 光 光 通 量: } L(z) &= L^+(z) + L^-(z), \\ \text{放大自发辐射光通量: } S(z) &= S^+(z) + S^-(z), \\ \text{总的归一化光强: } \Sigma(z) &= L(z) + S(z), \\ \text{总的输出: } \Delta(z) &= [L^+(z) - L^-(z)] + [S^+(z) - S^-(z)], \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

且有

$$\Delta(0) = 0, \quad \Delta(l) = [(1-R)/(1+R)]L(l) + S(l). \quad (5)$$

根据方程(1)~(4)式, 令 $\bar{g} = g - \alpha$ 可以列出一组新的方程

$$\left. \begin{aligned} \frac{dL}{dz} &= \bar{g}\sqrt{L^2 - L^2(0)}, & \frac{d\Sigma}{dz} &= \bar{g}\Delta, \\ \frac{d\Delta}{dz} &= \bar{g}\Sigma + 2Ag_0, & \frac{dS^\pm}{dz} &= \pm[\bar{g}S^\pm + Ag_0]. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

考虑到激光光通量的边界条件, 解方程(6)式得

$$\left. \begin{aligned} L(z) &= L(0)\text{ch}\bar{g}z, & \bar{g} &= \frac{1}{l} \ln \frac{1}{\sqrt{R}}, \\ S(z) &= \frac{2Ag_0l}{\ln(1/\sqrt{R})} \left(\frac{1}{\sqrt{R}} \text{ch}\bar{g}z - 1 \right), \\ \Sigma(z) &= \Sigma(0)\text{ch}\bar{g}z + \frac{2Ag_0l}{\ln(1/\sqrt{R})} (\text{ch}\bar{g}z - 1), \\ \Delta(z) &= \left[\Sigma(0) + \frac{2Ag_0l}{\ln(1/\sqrt{R})} \right] \text{sh}\bar{g}z. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

考虑到 $\Sigma(z)$ 代表了在谐振腔内沿轴向传播的总的归一化光强, 于是, 饱和增益系数 g 和小信号增益系数 g_0 之间的关系应为 $g = g_0/[1 + \Sigma(z)]$, 经整理后得到

$$\left. \begin{aligned} (g_0 - \alpha)l - \ln(1/\sqrt{R}) + 2Ag_0l &= \Delta(l) + 2 \int_0^l \Sigma dz, \\ \Delta(l) &= [(1-R)/(1+R)]L(l) + S(l). \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

(8)式左边诸项代表了辐射在谐振腔内的净增益, 其中 g_0l 为单程增益, αl 和 $\ln(1/\sqrt{R})$ 分别是因散射和输出造成的损耗, 而 $2Ag_0l$ 则可认为是在 $(d\Omega/4\pi)$ 这一平均立体角范围内自发辐射对输出的贡献。方程右边的第一项代表了激光和放大自发辐射的总输出, 而第二项则反映了辐射在激活介质中传播时的损耗。

根据方程(8)式, 求得 $\Sigma(0)$ 为

$$\left. \begin{aligned} \Sigma(0) &= \frac{g_0l - [\alpha l + \ln(1/\sqrt{R})]}{dl + \ln(1/\sqrt{R})} \frac{2\sqrt{R}}{1-R} \ln \frac{1}{\sqrt{R}} + 2Ag_0l \left[\frac{2\sqrt{R}}{1-R} - \frac{1}{\ln(1/\sqrt{R})} \right], \\ L(l) &= \left\{ \frac{g_0l - [\alpha l + \ln(1/\sqrt{R})]}{\alpha l + \ln(1/\sqrt{R})} \frac{2\sqrt{R}}{1-R} \ln \frac{1}{\sqrt{R}} \right. \\ &\quad \left. + 2Ag_0l \left[\frac{2\sqrt{R}}{1-R} - \frac{(1/\sqrt{R})}{\ln(1/\sqrt{R})} \right] \right\} \frac{1+R}{2\sqrt{R}}, \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

$$S(l) = \frac{A g_0 l}{\ln(1/\sqrt{R})} \frac{1-R}{R},$$

$$\Delta(l) = \frac{g_0 l - [\alpha l + \ln(1/\sqrt{R})]}{\alpha l + \ln(1/\sqrt{R})} \ln \frac{1}{\sqrt{R}} + 2 A g_0 l.$$

二、讨 论

方程(7)、(9)两式给出了激光和放大自发辐射归一化光通量沿轴向的分布以及总的输出强度。在此基础上,我们可以计算放大自发辐射对激光阈值的影响、谐振腔 Q 值(以输出耦合腔镜的反射率 R 表征之)对放大自发辐射的抑制作用等一系列问题。

1. 小信号增益和损耗系数的测定

当存在有放大自发辐射时,准分子体系激光器的输出功率 P 可以表示为

$$P = \sigma I_s \Delta(l) = \sigma I_s \left\{ \frac{g_0 l - [\alpha l + \ln(1/\sqrt{R})]}{\alpha l + \ln(1/\sqrt{R})} \ln \frac{1}{\sqrt{R}} + 2 A g_0 l \right\}, \quad (10)$$

式中 σ 是输出光束的横截面积。(10)式表明,一旦激光工作物质的组成成分和激励条件给定之后,输出功率 P 就是谐振腔输出耦合腔镜反射率 R 的函数。通过变换 R ,并由实验测得 P ,就可以方便地确定小信号增益 g_0 ,吸收损耗系数 α 等重要参量。

实验采用紫外预电离的 Blumlein 快放电激励 XeCl 激光器,测得预电离电压在 28.3kV 时的 g_0 和 α 随激励电压的变化如表 1 所示。

表 1

主放电电压 (kV)	18.4	19.8	21.2
g_0 (cm ⁻¹)	0.049	0.077	0.104
α (cm ⁻¹)	0.006	0.007	0.008

文献[2]在忽略放大自发辐射的条件下给出了输出功率 P 的表达式

$$P = \sigma I_0 \frac{g_0 l - [\alpha l + \ln(1/\sqrt{R})]}{\alpha l + \ln(1/\sqrt{R})} \ln \frac{1}{\sqrt{R}}. \quad (11)$$

将(10)、(11)两式加以比较,我们可以得出,(10)式的第二项是放大自发辐射对输出的贡献,它随 l 和 g_0 的增大而增大,因此,如果不考虑这一因素的作用,显然将导致比较大的误差。

根据方程(10)式以及测得的 g_0 和 α ,还可以确定最佳输出耦合反射率 R_{optimum}

$$-\ln \sqrt{R_{\text{optimum}}} = \sqrt{\alpha l} (\sqrt{g_0 l} - \sqrt{\alpha l}). \quad (12)$$

2. 谐振腔 Q 值对放大自发辐射的抑制

根据方程(9)式,放大自发辐射的输出强度 $S(l)$ 可以改写为

$$S(l) = A g_0 l f_1(R), \quad f_1(R) = \frac{1}{\ln(1/\sqrt{R})} \frac{1-R}{R}. \quad (13)$$

(13)式表明放大自发辐射输出强度 $S(l)$ 正比于自发辐射几率 A_{21} ,光子能量 $h\nu$ 以及单程增益 $g_0 l$,同时又受到谐振腔输出耦合反射率 R 的调制。图1给出 $S(l)$ 随 R 的变化,可以看

出,随着谐振腔 Q 值的增加,放大自发辐射的输出强度将逐渐减小而趋于零。显然,文献 [2] 认为放大自发辐射的输出强度基本上与介质的增益无关是不合理的。如前所述,放大自发辐射是行波放大,就其本质而言与激光相似,因此其辐射强度必然随增益变化。

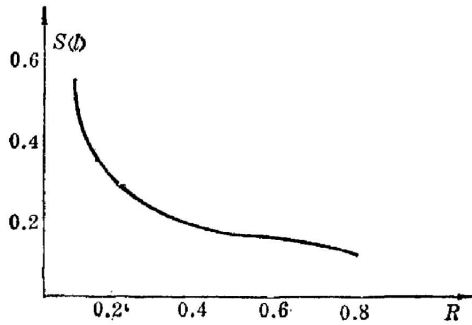


图 1 $S(l)$ 随 R 的变化

Fig. 1 The variation of $S(l)$ with R

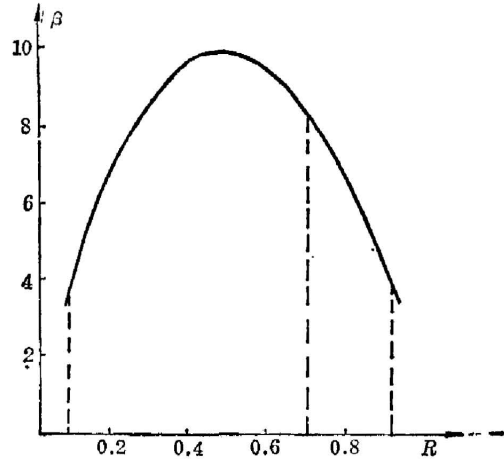


图 2 β 值随 R 的变化

Fig. 2 The variation of β with R

3. 激光的阈值增益 g_c

定义激光的输出强度 L_{out} 为

$$L_{out} = \frac{1-R}{1+R} L(l) = \frac{g_0 l - [\alpha l + \ln(1/\sqrt{R})]}{\alpha l + \ln(1/\sqrt{R})} \ln \frac{1}{\sqrt{R}} + 2 A g_0 l \left[1 - \frac{1-R}{2\sqrt{R} \ln(1/\sqrt{R})} \right]. \quad (14)$$

令 $L_{out} = 0$, 即可求得激光的阈值增益

$$\left. \begin{aligned} g_c &= \left(\alpha + \frac{1}{l} \ln \frac{1}{\sqrt{R}} \right) f_2(R), \\ f_2(R) &= \left[1 - \frac{2Al}{\ln(1/\sqrt{R})} \left(\frac{1-R}{2R \ln(1/\sqrt{R})} - 1 \right) \left(\alpha + \frac{1}{l} \ln \frac{1}{\sqrt{R}} \right) \right]^{-1}. \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

同忽略放大自发辐射时求得的阈值增益 $g_{\infty} = \alpha + \frac{1}{l} \ln \frac{1}{\sqrt{R}}$ 相比, 显而易见, 激光的阈值增益提高了。这说明由于放大自发辐射的竞争作用, 消耗了一部分激发态粒子, 从而使得激光振荡的形成比较困难。另一方面, 从 (15) 式可以看出, 谐振腔的 Q 值越高 (即 R 越大), $f_2(R)$ 就越小, g_c 也就越接近于理想状态下的理论值 g_{∞} 。这从另一个角度说明了腔的 Q 值对放大自发辐射的抑制作用。

4. 空间相干性的改善

由于放大自发辐射是单程行波放大, 包含有一定量的非相干无规自发辐射光子, 所以, 放大自发辐射的存在, 对于准分子激光的空间相干性将产生不利影响。

令 $\beta = A(l)/S(l)$, 则 β 值越高, 放大自发辐射在总输出中所占的比分就越小, 其不利影响也就越小。

取 $g_0 l = 3.92$, $\alpha l = 0.48$, 求得 β 值随 R 的变化如图 2 所示。

根据这一计算结果, 我们采用典型的杨氏双缝实验来测定 XeCl 激光的空间相干性。谱

振腔的输出耦合镜的反射率分别取出： $R=80\%$ ， $R=70\%$ 和 $R=92\%$ ，对应的 β 值为 3.7、8.4 和 3.9。我们预期，对于 $R=8\%$ 和 $R=92\%$ 这两种腔结构，由于相应的 β 值相近，其空间相干性应相差不多，而当 R 取为 70% 时，此时放大自发辐射在总输出中所占的比分远小于前两种情况，所以空间相干性应用有较大幅度的提高。不同腔结构的相干度随缝间距的变化如表 2 所示。

表 2

$d(\text{mm}) \backslash R$	8%	70%	92%
0.5	0.77	0.93	0.78
1.0	0.48	0.68	0.49
2.0	0.29	0.58	0.35

实验结果与理论计算是一致的，证实了通过调节谐振腔输出耦合镜的反射率，可以有效地改善准分子激光的空间相干性。

从量子光学的角度来看，受激辐射的光子态属于完全相干态，自发辐射的光子态属于完全不相干态，而放大自发辐射的光子态则介于二者之间，这种中间态并不是相干态与非相干态的简单迭加，而是取决于增益、损耗，以及初始分布等各种因素的一种态，可以设想，放大自发辐射的比例越小，总输出光的态分布就越趋近于相干分布，因而其空间相干性也就得到提高。

三、结 论

本文通过在一定的近似条件下求解耦合输运方程，获得了准分子激光器中激光和放大自发辐射光通量沿轴向分布的解析表达式。结果表明，即使是在有谐振腔的振荡器中，放大自发辐射对激光的阈值条件和输出特性的影响也是不可忽略的。而通过调节谐振腔的 Q 值，可以有效地抑制放大自发辐射，从而在一定程度上提高准分子激光的空间相干性。

参 考 文 献

- [1] Gunter Haag *et al.*; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1983, **QE-19**, No. 6 (Jun), 1149.
 [2] 陈建文等;《光学学报》, 1983, **3**, No. 4 (Jul), 364.

Study on ASE characteristics of excimer laser

ZHANG DAKE NIAN JINZHI FU SHUFEN AND CHEN JIANWEN
(*Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica*)

(Received 24 August 1984)

Abstract

In this paper the transport equations of laser and ASE normalized fluxes are set up taking into consideration the influence of ASE on threshold condition and the output characteristics of XeCl laser oscillator. The analytic expressions of laser and ASE fluxes distribution and output power are obtained.

The results show that: (1) The threshold gain increases in consideration of ASE. (2) The ASE output decreases with cavity Q increases. (3) ASE flux can be suppressed effectively by choosing reflectivity of cavity mirror adequately. This has been proved by the measurement on the space coherence of XeCl excimer laser.