

流动激光腔中饱和增益的基本变化规律

吴中祥 严海星

(中国科学院力学研究所)

提 要

本文给出在流动激光腔(GDL)中饱和增益系数随场分布沿流动方向变化的基本规律。联系到各振型振动能和振动温度的变化,用激活介质弛豫过程的物理机制对这些规律作了诠释,因而指出例如 Gerry 的单模输出 30 千瓦的器件还有相当多的可被利用的振动能。

Basic rules of saturated gain variation in a flowing laser cavity

Wu Zhongxiang · Yan Haixing

(Institute of Mechanics, Academia Sinica)

Abstract

From numerical calculation, the basic rules of saturated gain coefficient variation with the field distribution along the flow direction in a GDL cavity are presented. In connection with variations of vibrational energy and temperature of all modes, these rules are explained with the physical mechanism of relaxation of the active medium. It is pointed out that, for example, there still exists considerable vibrational energy which can be used for Gerry's device with 30 KW monomode output.

一、引 言

在一定光腔结构条件下,光辐射在腔中往返传播过程中,因增益和损耗(因衍射、漏失、输出、镜面吸收等所产生)的相互消长,使得腔中辐射场达到某种稳定分布,从而得到饱和增益的相应分布,并决定激光器的输出功率、光束质量等特性。

饱和增益及各振型的能量、振动温度随辐射场分布(流动激光器还随沿流动方向的坐标)的变化规律可以反映激光器内基本的物理机制。

考虑到光腔中饱和增益系数的重要性,而现有文献中还没有看到关于它的变化规律的具体描述和分析(仅有在一定简化条件下的近似解析表达式,如[1, 2, 6])。本文对一个

收稿日期: 1979年8月27日。

CO₂-N₂-H₂O 气动激光器件, 采用光腔的一种理论模型^[4], 对较严格的弛豫方程组^[3]和辐射场传播方程联立求解, 数值计算了激光腔中饱和增益的分布情况, 并对它随腔中辐射场分布的变化规律进行了分析。

二、计算方法

我们对 CO₂-N₂-H₂O 系统采取所谓“三振型四振动温度”的弛豫模型^[3], 得到一组描述各振型振动能随流动方向坐标(x)变化的弛豫方程组, 再与光腔中辐射场的传播方程(采用校正的 Rensch 差分法)联立, 并由腔中往返传播光束按“场强迭加”计算腔中总光强, 由此得到腔中辐射场的稳定分布以及激活介质各振型的振动能、振动温度和饱和增益。

与通常的作法一样, 为了简化, 将光腔中流速、密度、温度等参量均取作常量, 这样, 忽略了它们与辐射场分布、介质弛豫过程的相互影响。但由于激活介质中振动能只占总焓的百分之几, 而且又只是其中的一小部分消耗到引起流动参量的改变, 因此只要腔中流动参数基本均匀, 它的影响就不会太大。

计算中所用的弛豫数据是自己收集处理

的。由于在入口上游总光强可以忽略, 设该处的增益系数等于小信号增益, 在初始点 N₂ 与 CO₂ 的激光上能级间处于平衡, 而下能级的振动温度近似等于平动温度。这样, 由简单的代数运算就能给出解方程所需的全部初始值。

三、饱和增益的变化规律

与 Rensch 类似, 我们计算了 Locke 等具体报导 Gerry 的一个沿高度方向“Z”型折迭的不稳定腔^[5]的“中空拉长腔”模型^[4]。结果列于表 1, 并示于诸图中。

由图可见: 小信号增益(当总光强 $I \approx 0$)是沿流动方向按负指数曲线缓慢、单调地下降。当 $I \neq 0$ (腔中稳定的总光强分布见图 1) 时, 饱和增益 $G(x)$ 随流动方向坐标的变化, 还依总光强的分布 $I(x)$ 而不同(图 2)。

其基本变化规律为:

- (1) 在 I 骤增的区域, $G(x)$ 随 x 急骤下降。
- (2) 在 I 基本不变的区域, $G(x)$ 呈负指数曲线单调下降, 而且 I 越大, 下降也越陡。
- (3) 在 I 骤降的区域, $G(x)$ 随 x 而有相应的回升。

表 1 有、无辐射场时振动温度和增益的分布

流动方向 相对坐标	$T_1(K)$	T_1-T	T_N	T_N-T_3	G_0 (10^{-3} 厘米 ⁻¹)	I (瓦/厘米 ²)	$T_1(K)$	T_1-T	T_N	T_N-T_3	G (10^{-3} 厘米 ⁻¹)
-50	333.36	2.30	1021.70	25.84	4.27	0	333.36	2.30	1021.70	25.84	4.27
-40	337.70	6.64	1019.35	25.51	4.19	0	337.70	6.64	1019.35	25.51	4.19
-30	339.43	8.36	1017.01	25.40	4.14	487	341.96	10.90	1016.59	35.65	3.97
-26						882	346.89	15.83	1014.12	47.24	3.69
-20	340.09	9.03	1014.68	25.28	4.10	882	352.66	21.60	1008.81	54.03	3.45
-10	340.33	9.27	1012.35	25.15	4.06	882	356.60	25.54	999.43	53.41	3.28
0	340.38	9.32	1010.04	25.03	4.03	882	357.62	26.56	990.23	52.23	3.16
10	340.36	9.30	1007.73	24.90	4.00	882	357.52	26.46	981.23	51.19	3.05
20	340.31	9.25	1005.44	24.78	3.47	882	356.49	25.93	972.89	50.21	2.95
26						882	356.59	25.53	967.17	49.65	2.89
30	340.24	9.18	1003.15	24.65	3.93	487	355.20	24.14	962.90	43.13	2.94
40	340.18	9.12	1000.88	24.52	3.90	0	346.67	15.61	959.40	23.91	3.25
50	340.11	9.05	998.61	24.39	3.87	0	342.08	11.02	957.19	22.26	3.29

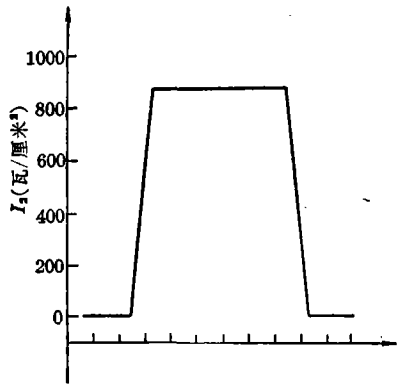


图 1

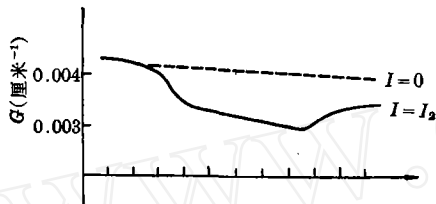


图 2

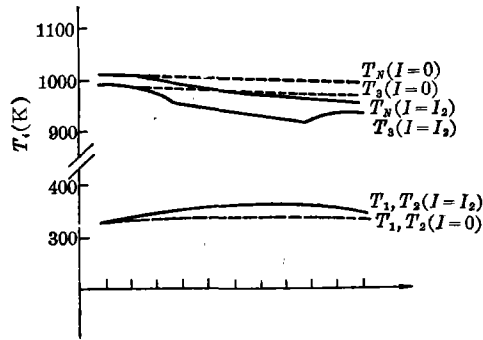


图 3

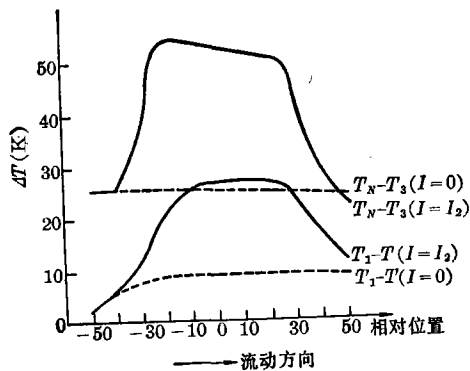


图 4

四、物理诠释

为从体系内能量传递过程的物理机制解释饱和增益的如上变化规律,按“三振型四振动温度”模型,将各振型间弛豫传能项^[8]和辐射传能项^[6]以及它们的相应的弛豫速率(等效的辐射弛豫速率 τ_v^{-1} 的定义见 [6]) 计算如表 2、3。

表 2 各种传能过程的速率

$T=331.06K, P=0.048648$ 大气压
 $X_G:X_N:X_H=0.08:0.91:0.01$, 速率单位: 1/秒

$\nu_2 \rightarrow$ 平动	$\nu_3 \rightarrow 3\nu_2$	$\nu_3 \rightarrow \nu_N$	τ_v^{-1} ($I=487$ 瓦/厘米 ²)	τ_v^{-1} ($I=882$ 瓦/厘米 ²)
1.6×10^5	1.4×10^4	4.9×10^5	4.0×10^4	7.1×10^4

表 3 镜面中心处各传能项的值

(单位: I —瓦/厘米², 传能项—瓦/厘米³)

I	$\left(\frac{dE_3}{dt}\right)_{\nu_3 \rightarrow \nu_N}$	$\left(\frac{dE_2}{dt}\right)_{\nu_3 \rightarrow 3\nu_2}$	$\left(\frac{dE_1}{dt}\right)_{\text{辐射}}$	$\left(\frac{dE_2}{dt}\right)_{\nu_2 \rightarrow T}$
0	2.2	1.9	0	-2.0
882	8.3	1.6	4.2	-5.7

无辐射场时,只有 $\nu_3 \rightarrow 3\nu_2$ 是消耗上能级的传能过程,由表 2 可见它的速率比供应激光上能级的 $\nu_3 \rightarrow \nu_N$ 和抽空激光下能级的 $\nu_2 \rightarrow$ 平动的速率都小得多。因此,只要在 T_3 与 T_N 之间和 $T_1(\sim T_2)$ 与 T 之间有较小的差别(见表 1)就能产生足够大的能流(见表 3)来维持反转。这时, G_0 沿流动方向是单调下降的(图 2)。作为激活介质振动能库的 N_2 的振动温度 T_N (图 3)和 T_N-T_3 (图 4) 都单调下降。

有辐射场时,情况就有很大的不同。消耗 ν_3 振动能同时增加复合振型 (ν_1, ν_2) 振动能的,除 $V-V$ 交换形成的弛豫能流外,还增加了辐射造成的能流。由表 2 可见辐射传能的速率较弛豫传能的速率大得多,且辐射场越

强,大得也越多。供应上能级,特别是抽空下能级的传能速率与消耗上能级的速率的差别就显著减少了。为维持能流达到平衡, T_1 与 T 之间和 T_N 与 T_3 之间的差别就应拉大,在辐射场较强的区域,这种拉大也较厉害(见表 1, 图 3、4)。也就是说,在较强辐射场中,辐射过程消耗上能级的效应较弛豫过程强(见表 3)。这两种过程的共同作用,使得上能级的供应不及时(T_3 降低较多(图 3)),下能级的抽空不充分(T_1 、 T_2 上升较多(图 3))。而增益取决于激光上、下能级的粒子数反转,即只与 T_3 和 T_1 有关,这就造成饱和增益在某种程度上过度降低。一旦辐射场消失,供应上能级和抽空下能级的过程就又都能恢复到相对地快得多的状况,而使 T_N - T_3 和 T_1 - T 的温度差相应地缩小(图 4),即 T_3 相应地升高, T_1 相应地降低(图 3),饱和增益也就出现回升(见表 1 和图 2)。但 N_2 能库中的振动能总是不断消耗的,并且有辐射场时,消耗得更多更快,即使在辐射场显著下降的区域,也不会增加,由表 1、图 3 可见: T_N 总是单调下降的(在辐射较强的区域,下降也较快)。

五、一种设想

我们认为,评价激活介质,不能仅看其增益的大小,而应同时看其储存的可用能量(对

$CO_2-N_2-H_2O$ 系统,主要是 N_2 的振动能)的大小。

由上述对 Gerry 的一个沿高度方向“Z”型折迭腔^[5]的计算结果可见: N_2 的振动温度 T_N 在上游入口处是 ~ 1022 K,流至下游出口处仅降到 ~ 957 K;而“无反转”时激光上能级的振动温度 $T_3^0 \approx \frac{\theta_3}{\theta_1} T$,即约 600 K,可见还有相当部分的有效能量被白白地流掉。而且在光腔出口附近增益还能回升,增益值($\% \text{厘米}^{-1}$)也只由上游入口处的 4.3 降到下游出口处的 3.3。这些都显示出激活介质中还含有相当多的可用能量。

当然,由于计算忽略了流场中各种不均匀性(如激波、尾流等),而且只把流动参数当作常数,未与流动方程联立求解,算得的出口增益和有效能量可能偏高(§ 2 已估计,若腔中无严重不均匀性,这种偏高不会太大)。但仍可认为该器件还有相当的潜力可供发挥。

参 考 文 献

- [1] W. W. Rigrod; *J. Appl. Phys.*, **36**, 8 (1965), 2487.
- [2] A. E. Siegman; *Appl. Opt.*, **13**, 12 (1974), 2775.
- [3] 严海星,陈丽吟;《力学学报》,1978, No. 4, 274.
- [4] D. B. Rensch; *Appl. Opt.*, **13**, 11 (1974), 2546.
- [5] E. V. Locke et al.; *IEEE J., Quant. Electr.*, **QE-8**(1972), 389.
- [6] A. L. Hoffman et al.; *IEEE J., Quant. Electr.*, **QE-8**(1972), 46.