

双程放大碘原子激光放大器

陈时胜

(中国科学院上海光机所)

E. Fill, G. Brederlow

(Max-Planck-Institut Für Quanten Optik, FRG)

提要: 本文报道了双程放大碘原子激光放大器的实验结果。在低于饱和放大区工作, 利用双程放大大提高了放大器的效率。此外, 实验发现 He 是最佳的缓冲气体, 尤其在减小光泵引起的波前畸变, 以及光束热稳定方面比其它缓冲气体明显优良。

Two-pass amplification atomic iodine laser amplifier

Chen Shisheng

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

E. Fill, G. Brederlow

(Max-Planck-Institut für Quanten Optik, FRG)

Abstract: In this paper, we report the experimental results of a two-pass amplification atomic iodine laser amplifier. For an iodine amplifier working under the condition lower than those in the saturation region, two-pass amplification can increase the efficiency of the iodine laser amplifier obviously. Besides, we found that He is the best among He, Ar, SF₆ usually used as buffer gases in iodine lasers. It has obvious advantages especially in reducing the beam deformation produced by optical pumping and in holding beam direction.

一、引言

为了提高碘器件放大器的效率, 放大器应当在饱和放大区工作。由于碘原子的激光上能级 $^2P_{3/2}$ 的子能级弛豫时间大约为 20 ns, 在弱信号输入情况下, 利用双通道放

大有可能得到更高的净能量引出, 提高放大器的效率。图 1 是碘原子的能级图^[2]。

碘原子的激光上能级 $^2P_{1/2}$ 简并为双重能级 $F'=3$ 与 $F'=2$; 激光下能级 $^2P_{3/2}$ 简并为 $F=4, 3, 2, 1$ 。激光下能级的各子能级间的弛豫时间约为 1 ns 量级, 因此, 此种简

收稿日期: 1984 年 12 月 24 日。

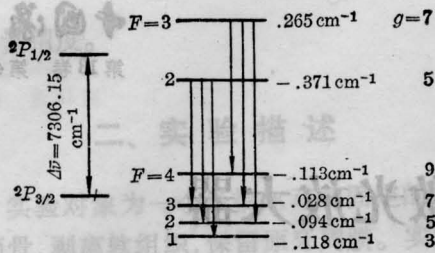


图1 碘原子的能级结构图

并可忽略，可视为单一能级。但激光上能级的子能级间的弛豫约为 20 ns，因此，必须考虑能级简并。在双通道放大情况下，被单通道放大后的光束经过 20 ns 的时间延迟后，在弱信后输入的情况下，可认为粒子数重新填满激光的工作能级。在光分解碘激光器中，激光跃迁发生在 $F'=3 \rightarrow F=4$ 能级间，相应的激光波长为 $1.315 \mu\text{m}$ 。

二、碘激光放大器的能量方程

我们只考虑非相干放大的情况，且只考虑单频 $\nu_{F'=3 \rightarrow F=4}$ 的 ns 脉冲在放大器中的传输情形。假定：

(1) 发射谱线是均匀加宽的，在脉冲放大期间，光泵及自发辐射的作用可忽略。

(2) 激发态的弛豫时间比脉冲宽度长。

(3) 低能级 $^2P_{3/2}$ 的能级在脉冲放大期间已发生弛豫，并将其考虑为具有总统计权重

$$g_P = \sum_{F=1}^4 g_F = 24$$

的单一能级。

这样，便可写出如下的方程组^[1]：

$$\begin{cases} \frac{\partial I}{\partial t} + C \frac{\partial I}{\partial x} = C \sigma_{F'-F} (N_{F'} - g_{F'}/g_P N_P) I & (1) \\ \frac{\partial N_{F'}}{\partial t} = -\sigma_{F'-F} N_{F'} I + g_{F'}/g_P \sigma_{F'-F} N_P I & (2) \\ \frac{\partial N_P}{\partial t} = -g_{F'}/g_P \sigma_{F'-F} N_P I + \sigma_{F'-F} N_{F'} I & (3) \end{cases}$$

其中， x 为放大器的轴线坐标。 $\sigma_{F'-F}$ 为 $F'-F$ 的跃迁的放大受激发截面。 $N_{F'}$ 及 N_P 分别为基态 $^2P_{3/2}$ 及激发态 $^2P_{1/2}$ 的 F' 能级上的粒子数密度。

令： $\Delta N = N_{F'} - (g_{F'}/g_P) N_P$ ，将(2)(3)式整理后成为：

$$\frac{\partial \Delta N}{\partial t} = -(1 + g_{F'}/g_P) \sigma_{F'-F} \Delta N I \quad (4)$$

积分后得：

$$\Delta N = \Delta N_0 \exp[-(1 + g_{F'}/g_P) \sigma_{F'-F} \int_{-\infty}^{+\infty} I(t) dt] \quad (5)$$

定义放大器的饱和能量：

$$E_s = h\nu / (1 + g_{F'}/g_P) \sigma_{F'-F} \quad (6)$$

在稳态相干放大情况下，

$$\frac{\partial I}{\partial t} = 0,$$

于是有

$$\frac{\partial I}{\partial x} = \sigma_{F'-F} \Delta N I$$

假定，在光分解中，所有的碘原子皆被激发而且低能级上的粒子数密度将由于复合而迅速排空，于是初始粒子数密度可考虑是能级 $^2P_{1/2}$ 上的 F' 能级粒子数密度。方程的解为：

$I_L(t)$

$$\begin{aligned} & I_5(t) \exp[(1 + g_{F'}/g_P) \sigma_{F'-F} \int_{-\infty}^{+\infty} I_0(t) dt] \\ & = \frac{\exp[(1 + g_{F'}/g_P) \sigma_{F'-F} \int_{-\infty}^{+\infty} I_0(t) dt] - 1 + \exp[-\sigma_{F'-F} \Delta N_0 L]}{\times \int_{-\infty}^{+\infty} I_0(t) dt} \quad (7) \end{aligned}$$

对(7)式积分后得到能量方程：

$$E_{out} = h\nu \int_{-\infty}^{+\infty} I_L(t) dt$$

$$= \frac{h\nu}{(1+g_{F'}/g_P)\sigma_{F'-F}} \times \ln \left\{ \exp \left[(1+g_{F'}/g_P)\sigma_{F'-F} \frac{E_{in}}{h\nu} + \sigma_{F'-F}\Delta N_0 L \right] + 1 - \exp(\sigma_{F'-F}\Delta N_0 L) \right\} \quad (8)$$

其中, $E_{in} = h\nu \int_{-\infty}^{+\infty} I(t) dt$ 为输入信号能量密度, 单位为 J/cm^2 。定义放大器的效率

$$\eta = \frac{E_{out}}{h\nu\Delta N_0 L} - \frac{E_{in}}{h\nu\Delta N_0 L} \quad (9)$$

其中, $h\nu\Delta N_0 L$ 为放大器的储能。

于是有

$$\eta = \frac{1}{(1-g_{F'}/g_P)\sigma_{F'-F}\Delta N_0 L} \times \ln \left\{ \exp \left[(1+g_{F'}/g_P)\sigma_{F'-F} \frac{E_{in}}{h\nu} + \sigma_{F'-F}\Delta N_0 L \right] + 1 - \exp(\sigma_{F'-F}\Delta N_0 L) \right\} - \frac{E_{in}}{h\nu\Delta N_0} \quad (10)$$

当 $E_{in} \gg E_s$ 时,

$$\eta = \frac{1}{(1+g_{F'}/g_P)\ln K_0} \times \left\{ \ln [(e^{E_{in}/E_s} - 1)K_0 + 1] - \frac{E_{in}}{E_s} \right\} \quad (11)$$

在双通放大情况下, $\Delta N'_0 = \frac{\Delta N}{\Delta N_0}$ 作为

新的初始粒子数密度。 $E'_{in} = E_{(1)out}$ 于是应用同样的方程组便可求得双道放大情况下的能量净输出, 计算方法及上述一样。

三、实验及结果

实验及安排示于图 2 中。振荡器是一台主动锁模振荡器, 输出脉冲稳定度大于 98%。输出脉冲列经冷阴极 Krytron 管光电开关

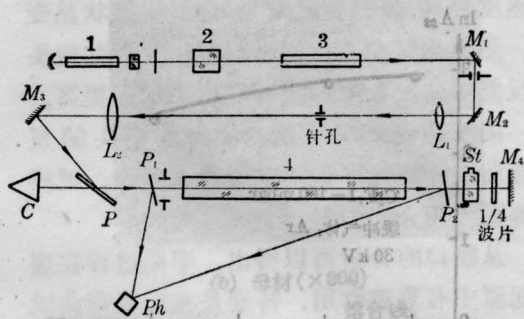


图 2 双通放大器的实验安排

1—振荡器; 2—普克尔斯盒光脉冲选择器; 3—前置放大器; M_{1-4} —分别为 $1.315 \mu m$ 全反射镜; 4—双通放大器; L_1, L_2 —空间滤波器透镜; st—可饱和染料盒; P_1, P_2 —光束分束平板; P—偏振器; C—卡计; Ph—光二极管

选取单脉冲并经一级前置放大器放大后, 脉宽为 $1 ns$ (FWHM), 光束经 1:4 扩束望远镜扩束 (同时又是空间滤波及像传递), 经偏振器 P_1 反射后进入放大器 A_1 , 偏振器的反射透射比大于 0.98:0.02。

放大器 V_1 为 $\phi 20 mm \times 2000 mm$, 由八支 $\phi 10 mm \times 1000 mm$ 的闪光灯泵浦, 放电脉冲为 $8 \mu s$ 。每次放大器泵浦后, 工作气体 C_3F_7I 自动循环更换。

1. 小信号增益的测量

输入信号能量密度 $< 1 mJ/cm^2$, 在缓冲气体气压为 1 atm 情况下, 碘激光器的饱和能量密度 $\sim 0.5 J/cm^2$ [2]。于是, $1 mJ/cm^2$ 的输入可作小信号增益处理。测量时用真空光二极管接收, 由 Tektronix 7104 示波器示显。输入信号与输出信号作适当的时间延迟后, 同时显示于示波图。图 3 给出小信号增

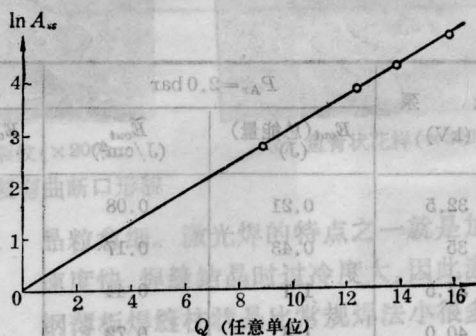


图 3 小信号增益 $\ln A_s$ 与光泵能量 Q 的关系

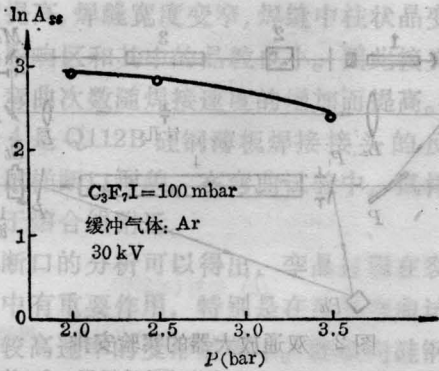


图4 缓冲气体压力 P 对小信号增益的影响

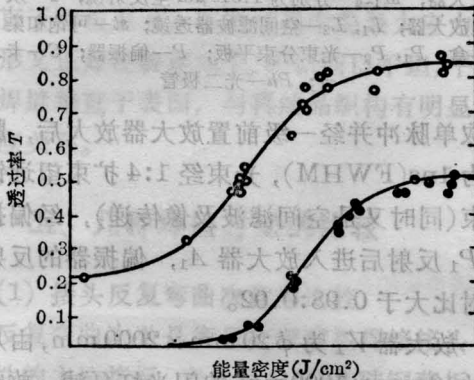


图5 可饱和吸收染料在波长 $\lambda = 1.315 \mu\text{m}$ 上的透射率与激光能量密度(1ns 脉冲)的关系

益与光泵能量的关系。图4给出缓冲气体压力 P 对增益的影响。单通放大的能量增益见表1。

2. 双程放大能量增益

在双程放大中,经第一次放大后的光束通过一只 $\lambda/4$ 波片并全反射后,偏振面旋转 90° ,再经第二次放大后的光束便可透过偏振器 P 输出。为了抑制放大器的自激振荡,在双程放大中不得不在如图中所示的位置上加进一个弱光透过率 ($\lambda = 1.315 \mu\text{m}$) $T = 30\%$ 的饱和吸收染料盒。可饱和吸收染料的透过率特性示于图5中。

表2列出了双程放大能量增益的测量结果(输入信号为 $5 \text{ mJ}/1 \text{ ns}$, 平均能量密度为 $2 \text{ mJ}/\text{cm}^2$, 可饱和吸收染料初始透过率为 $T = 30\%$; $P_{\text{C}_3\text{F}_7\text{I}} = 100 \text{ mbar}$, 缓冲气体 Ar 的压力在表中给出)。

3. 不同缓冲气体对光束性能的影响

用于碘原子激光器的缓冲气体有 Ar、He、 N_2 、 CO_2 以及 SF_6 等。过去,人们大都只注意于不同缓冲气体对工作原子发射谱线

表 1

| 光 泵 (kV) | E_{in} (总能量) (mJ) | E_{in} (平均能量密度) (mJ/cm^2) | E_{out} (总能量) (J) | E_{out} (平均能量密度) (J/cm^2) |
|-------------|------------------------|--|------------------------|--|
| 30 | 5 | 2 | 0.14 | 0.06 |
| 32.5 | 5 | 2 | 0.28 | 0.11 |
| 35 | 5 | 2 | 0.41 | 0.16 |
| 37.5 | 5 | 2 | 0.54 | 0.22 |
| 40 | 5 | 2 | 0.71 | 0.28 |

表 2

| 光 泵 (kV) | $P_{\text{Ar}} = 2.0 \text{ bar}$ | | $P_{\text{Ar}} = 2.5 \text{ bar}$ | | $P_{\text{Ar}} = 3.0 \text{ bar}$ | |
|-------------|-----------------------------------|---|-----------------------------------|---|-----------------------------------|---|
| | E_{out} (总能量) (J) | \tilde{E}_{out} (J/cm^2) | E_{out} (总能量) (J) | \tilde{E}_{out} (J/cm^2) | E_{out} (总能量) (J) | \tilde{E}_{out} (J/cm^2) |
| 32.5 | 0.21 | 0.08 | 0.25 | 0.1 | 0.14 | 0.06 |
| 35 | 0.43 | 0.17 | 0.53 | 0.21 | 0.22 | 0.09 |
| 37.5 | 1.1 | 0.44 | 0.72 | 0.29 | 0.50 | 0.20 |
| 40 | 1.8 | 0.72 | 1.47 | 0.59 | 1.16 | 0.46 |

加宽以及猝灭速率的影响^[3]。但是，在双道放大器中，其光束通过放大器的实际光程长度达 4m，由热引起的折射率梯度引起光束产生严重的角漂移，从而引起输出能量的涨落。为此，我们研究了缓冲气体 He 及 Ar 对能量起伏、波面畸变、光束方位角漂移的影响。实验安排示于图 6 中。结果分别绘于图 7、8、9。

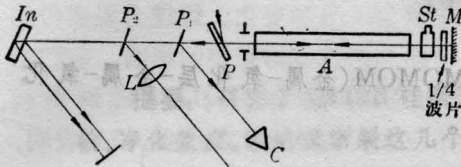


图 6 测量不同缓冲气体对光束质量影响的实验安排

M—全反射镜；st—可饱和吸收染料；P—偏振器；A—双通道放大器；P₁, P₂—分光板；L— $f=2.5\text{mm}$ 透镜；L_n—剪切干涉仪

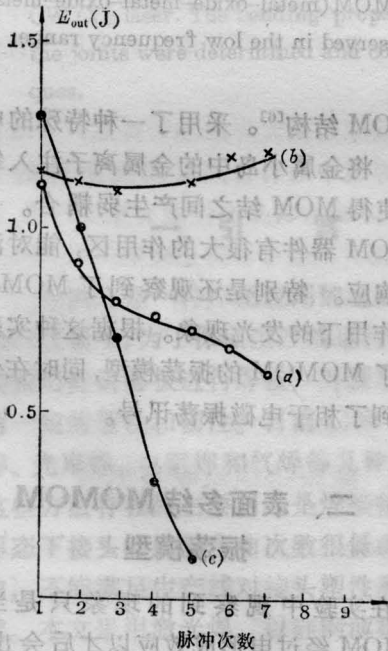


图 7 不同气体 (Ar, He, SF₆) 对各次发射输出能量稳定度的影响

(a)—Ar 气压, $P_{\text{Ar}}=2.5\text{ bar}$
 (b)—He 气压, $P_{\text{He}}=2.5\text{ bar}$
 (c)—SF₆ 气压, $P_{\text{SF}_6}=2.5\text{ bar}$

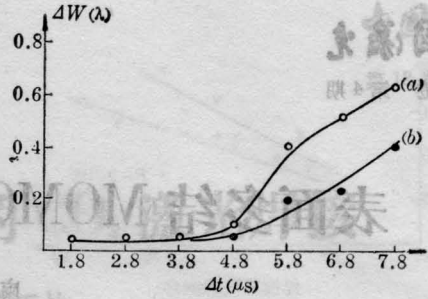


图 8 不同缓冲气体 (Ar, He) 在光泵不同时刻引起的波前畸变

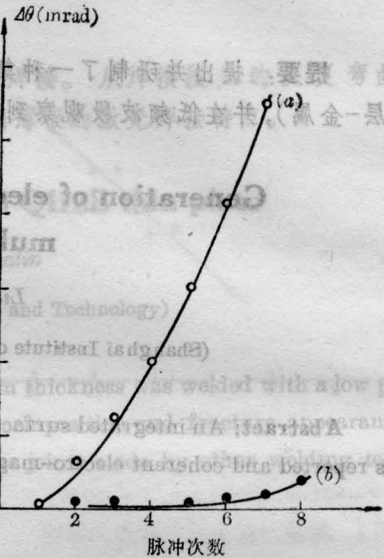


图 9 各次发射的光束角漂移 $\Delta\theta$ 与不同缓冲气体 (He, Ar) 的关系

(每次发射间距为 5 min)
 (a)—Ar, $P_{\text{Ar}}=2.5\text{ bar}$;
 (b)—He, $P_{\text{He}}=2.5\text{ bar}$

实验还证实了采用 He 作缓冲气体是有助于改善碘原子激光器的光束质量，在放大器的增益系数方面它与 Ar, SF₆ 有相同的能力，但在改善方位角稳定度，波面畸变方面却具有明显的优点。而且它有可能使碘激光器以较高的重复率运转。

参 考 文 献

[1] L.M. Frantz, J. S. Nodvik, *J. Appl. Phys.*, 1963, **34**, 2346-2349.
 [2] G. Brederlow *et al.*; Spring Series in Optical Sciences, **34**, Edited by Koichi Shimoda, 1983.
 [3] J. K.G. Krug, K. J. Witte; MPQ 6I, July 1982.