

使用有源辅助外腔的连续波染料激光的倍频方法

卢亚雄

(成都电讯工程学院)

提要: 本文分析了使用有源辅助外腔提高连续波染料激光倍频效率的可能性, 分析结果表明, 使用这种技术可得到较无源辅助外腔高一个数量级的紫外线能量输出。

Frequency doubling of a CW dye laser with an external auxiliary active cavity

Lu Yaxiong

(Chengdu Institute of Radio Engineering)

Abstract: The article discusses the possibility to improve the efficiency of frequency doubling of single-mode R6G CW dye laser radiation in an external auxiliary active ring cavity. With this technique, ultraviolet output power can be an order of magnitude greater than that obtained with a passive cavity.

一、前言

为将高分辨率的激光光谱学扩展到紫外波段, 需要具有一定能量强度、谱线宽度窄和频率连续可调的紫外相干光源。目前, 使用连续波染料激光的非线性倍频方法, 是得到这种紫外光源的主要手段, 遗憾的是倍频效率极低。

最近, 在腔内倍频技术的基础上, M. Brieger 等人提出了辅助外腔倍频技术^[1]。该技术是将倍频晶体放在染料激光振荡腔之外的另一个附加的辅助倍频腔内, 而不是象

腔内倍频技术那样放在染料激光振荡腔内。由于辅助外腔内仅有倍频晶体作为损耗元件, 腔的品质因素比激光器共振腔高, 从而可以提高倍频效率。同时, 该技术避免了腔内倍频技术中激光振荡作用与倍频作用之间的干扰, 具有操作简单、作用稳定的特点, 也为混频技术提供较多的空间以满足准直两束激光的需要。

在上面所描述的辅助外腔中, 倍频晶体对基波能量的吸收, 限制了腔的品质因数^[2]。针对这个问题, 我们采用了有源辅助外腔倍频的新技术。在辅助外腔内增加一染料作放

收稿日期: 1982年9月8日。

大介质,用氩离子激光器作泵浦。这样的有源辅助外腔系统,可以补偿基波电磁场在通过倍频晶体时的能量损失。由于倍频效率与辅助外腔内基波场的四次方成正比,而能大大提高倍频效率。有源辅助外腔倍频技术光路示意图如图1所示。其中 M'_1 、 M'_3 、 M'_4 同时为紫外波段的高反射镜; M'_2 为紫外波段输出耦合镜; C 为 R6G 染料喷流; F 为双折射滤光器; D 为单向器; E 为标准具; DC 是倍频晶体; M_p 是泵浦光源反射聚焦镜。

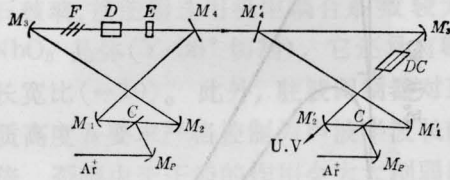


图1 有源辅助外腔倍频技术光路示意图

我们使用的辅助外腔,是象散得到补偿的、空腔损耗尽可能小的稳定腔。同时,腔的振荡频率应与入射的染料激光频率在任何瞬间保持一致,以使入射激光在辅助外腔内传播一周时的相位移为 2π 的整倍数,保证最大的品质因数。所需要使用的伺服技术,可参阅文献[2]。

二、腔内电场的稳态解

若振荡腔和倍频腔均使用 R6G 染料,为避免问题的复杂性,我们不考虑三重态和非粒子数反转能级的影响,则可把能级图简化为图2所示。图中 N_0 、 N_1 分别为能级 S_0 、 S_1 的粒子数; σ_{ap}^0 、 σ_{al}^0 分别为介质对泵浦激光和

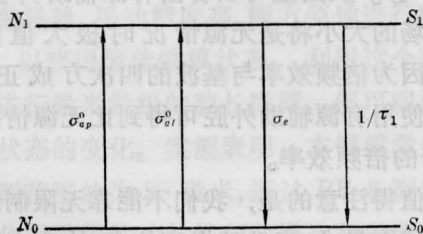


图2

染料激光的吸收截面; σ_e 、 $\frac{1}{\tau_1}$ 分别为受激发射截面和 S_1 能级自发发射速率。

若以 $I_p(0)$ 和 I_L 表示泵浦激光强度和腔内入射到染料放大介质上的激光强度,那么速率方程可写为;

$$N_0(\sigma_{ap}^0 I_p(0) + \sigma_{al}^0 I_L) = N_1 \left(\sigma_e I_L + \frac{1}{\tau_1} \right) \quad (1)$$

$$dI_p/dz = -I_p \sigma_{ap}^0 N_0 \quad (2)$$

$$dI_L/dz = N_1 \sigma_e I_L - \sigma_{al}^0 I_L N_0 \quad (3)$$

其中 z 为传播方向。如果在上面的方程式中,忽略了放大介质对 I_L 的吸收,也忽略了自发发射;并在(2)式中以总粒子数 $N(N = N_0 + N_1)$ 代替 N_0 ,我们可以得到:

$$I_L(l) = I_L(0) + I_p(0) [1 - \exp(-\sigma_{ap}^0 Nl)] \quad (4)$$

其中, $I_L(0)$ 和 $I_L(l)$ 分别为经过厚度为 l 的放大介质前后的激光强度。放大介质的增益 G 可以表示为:

$$G = \frac{I_L(l)}{I_L(0)} = 1 + \frac{I_p(0)}{I_L(0)} [1 - \exp(-\sigma_{ap}^0 Nl)]$$

假如适当选择染料的浓度,使染料对泵浦有较大的吸收, $\exp(-\sigma_{ap}^0 Nl) \ll 1$, 我们有:

$$G \approx 1 + I_p(0)/I_L(0)$$

因为腔的品质因数较高,所以 $I_L \gg I_p$, 故电场增益 g 可表示为:

$$g = \sqrt{G} \approx 1 + I_p(0)/2I_L(0) \quad (5)$$

现在考虑辅助外腔内基波电场的稳态解 E_C 。如图(3)示,倍频晶体和入射镜 M'_4 对基波能量的穿透系数分别为 t 和 t_1 , 入射基波电场为 E_i 。 M'_4 的反射系数 $r_1 = 1 - t_1$ 。根据自洽场条件可得:

$$E_C = \sqrt{t} \sqrt{r_1} g E_C e^{i\phi} + \sqrt{t_1} E_i \quad (6)$$

在前面假设的入射激光 E_i 与辅助外腔处于共振的条件下, $e^{i\phi} = 1$ 。把 $I_L(0) = (\sqrt{t} E_C)^2$ 代入(5)式得:

$$E_C(1 - \sqrt{r_1} \sqrt{t}) - \frac{I_p(0)}{2E_C} \sqrt{\frac{r_1}{t}} = \sqrt{t_1} E_i \quad (7)$$

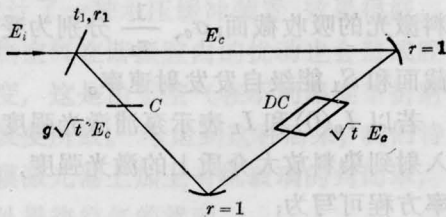


图 3

最后得:

$$E_c = \frac{\sqrt{t_1} E_i + \sqrt{t_1 E_i^2 + 2I_p(0)(1 - \sqrt{t} \sqrt{r_1})} \sqrt{\frac{r_1}{t}}}{2(1 - \sqrt{t} \sqrt{r_1})} \quad (8)$$

为分析所得到的结果,我们把(7)式以图解的方法表示出来, E_c 的解是对应于曲线 $Y_1 = E_c(1 - \sqrt{r_1} \sqrt{t}) - \frac{I_p(0)}{2E_c} \sqrt{\frac{r_1}{t}}$ 和直线 $Y_2 = \sqrt{t_1} E_i$ 的交点,如图4所示。当 $I_p \rightarrow 0$

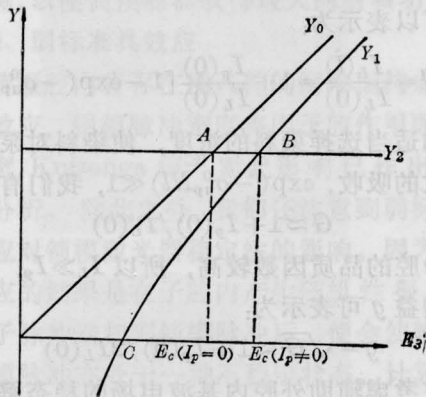


图 4

时,曲线 Y_1 趋于直线

$$Y_0 = E_c(1 - \sqrt{r_1} \sqrt{t})。$$

Y_0 与直线 Y_2 的交点 A , 对应于无源辅助外腔内基波的稳态场解; 而 Y_1 与 Y_2 的交点 B 对应于有源辅助外腔时的稳态场解; C 点表示有源辅助外腔的振荡状态, 即在输入激光 $E_i = 0$ 时, 对于 $I_p \neq 0$, 腔内仍存在不等于零的稳态场。在第一象限内的交点所对应的解才具有物理意义。

三、数字解分析和结果的讨论

辅助外腔内稳态场解 E_c , 是 t 和 t_1 的函数。图5中给出了在 $I_p(0) = 3$ 瓦, $E_i^2 = I_i = 1$ 瓦时, 对应于不同 t 值, E_c 随 t_1 的变化曲线。

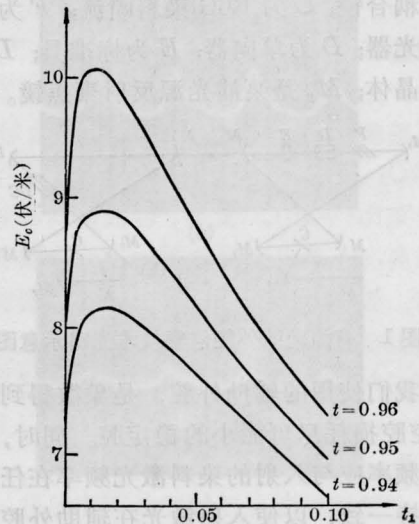


图 5

为了比较有源辅助外腔与无源辅助外腔的结果, 我们定义 F 为电场的增强因子:

$$F = \frac{E_c(I_p \neq 0)}{E_{Cmax}(I_p = 0)}$$

其中, $E_{Cmax}(I_p = 0)$ 是无源辅助外腔内对应于 $t_1 = 1 - t$ 所能得到的稳态场极大值。因此, F 表示了有源辅助外腔电场相对于无源时在相同 t 值条件下所能得到的电场极大值的倍数。

图6给出了在 $I_p = 3$ 瓦、 $I_i = 1$ 瓦时的 $F(t, t_1)$ 。从图上可以看出有源辅助外腔中基波场的大小将是无源情况时极大值的2倍。因为倍频效率与基波的四次方成正比, 所以使用有源辅助外腔可得到比无源情况大16倍的倍频效率。

值得注意的是, 我们不能靠无限制地提高泵浦能量 I_p 来继续提高倍频效率。表1给出的 $I_p = 10$ 瓦时的结果和 $I_p = 3$ 瓦时的

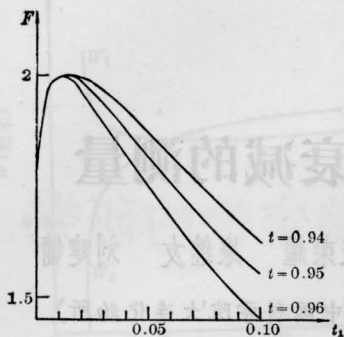


图 6

情况相比较,我们发现,随着泵浦能量增加,相应于最大电场值的穿透率 t_1 越来越小,电场最大值与一个完全封闭的染料激光振荡器所能得到的数值接近。

(上接第 806 页)

于玻璃烘烤温度(350°C)。由图上曲线还可以看出,激光器的氦气压都能控制在最佳氦气压的附近或等于最佳氦气压。这完全符合设计要求。经理论计算和实验测定,补充器的最大补充速率为 148 托·毫升/小时。

在我们的实验中,长寿命氦-镉激光器氦补充器的工作温度 $T_q(t)$ 在 208~210°C 之间,寿命试验已超过一千小时,用电阻真空规管监测激光器氦气压,始终保持在 5.9~6.1 托之间(该氦-镉激光器最佳氦气压为 6 托)。

该激光器的输出功率用中国计量院生产的 LW-1 型激光功率计进行测试,实验开始时为 5.7 毫瓦,到 1130 小时为 5.0 毫瓦。在试验过程中镜片污染(其中停电污染六次)是

表 1

	$t=0.94$	$t=0.95$	$t=0.96$
$E_C(t_1=0)$	12.910	14.142	15.811
$E_C(t_1=t_{1max})$	13.539	14.832	16.581
t_{1max}	$t_1=0.005$	$t_1=0.0045$	$t_1=0.004$

注: $I_p(0)=10$ 瓦, $I_s=1$ 瓦

在此工作中,得到波尔多大学 B. Couillaud 博士和 A. Ducasse 博士的指导,在此致谢。

参 考 文 献

- [1] M. Brieger *et al.*; *Opt. Commun.*, 1981, **38**, No. 5 ~6, 423.
- [2] T. W. Hansch, B. Couillaud; *Opt. Commun.*, 1980, **35**, No. 3, 441.

功率下降的主要原因。

感谢高怀蓉教授和关世荣副教授对我们工作的指导和帮助。

参 考 文 献

- [1] G. Lupkovics; *Optics and Laser Technology*, 1979, **11**, No. 2, 103.
- [2] 曲世浦等;《激光》, 1981, **8**, No. 8, 54.
- [3] 上出帜勋;《レーザー研究》, 1980, **8**, No. 2, 407.
- [4] *Optical Spectra*, 1977, **11**, No. 3, 25.
- [5] W. N. Peters, E. K. Stein; *J. Phys.*, **E**, 1970, **3**, No. 9, 719.
- [6] F. J. Norton; *J. Appl. Phys.*, 1957, **28**, No. 1, 34.
- [7] F. J. Norton; *J. Am. Ceram. Soc.*, 1953, **36**, No. 3, 90.
- [8] 高本辉等;《真空技术》, 1966, **1**, No. 1, 20.
- [9] W. A. Rogers *et al.*; *J. Appl. Phys.*, 1954, **25**, No. 7, 868.