

由上面的实验结果我们可以看到能量密度为57焦耳/厘米²和127焦耳/厘米²,石英和玻璃基底镜子其破坏程度有明显的差别。在同一能量密度下,先镀一层铬膜的镜子破坏程度比没有镀铬层的镜子破坏程度小些。如127焦耳/厘米²玻璃基底Cr/Au膜层破坏掉,破坏区域中心基底不透明且略有裂碎,但在没有铬层的镜子上破坏区域中心的基底已有熔化和较大区域显著裂碎如图11和图13。这一方面由于铬的热传导系数比石英和玻璃都大,另外可能由于金膜与铬层的热和机械结合要比直接与玻璃和石英基底结合更牢固。随着能量密度的增加基底破坏程度的加大,这在所有样品的显微照片中(图2、3、6~13)都可以见到。在这两个能量密度下,黄铜基底镜子没有能够被破坏,显然这是由于铜的热传导系数比石英和玻璃的热传导系数高1~2个数量级造成的。而紫铜化学涂镍后再镀金的镜子都观察

到了膜层的破坏。

在300焦耳/厘米²的能量密度下照射铜基底和轴承钢基底反射镜的结果表明,铜基底的镜子膜层脱落成破碎状浮在破坏区域上,没有看到明显的金膜熔化迹象,这是因为在这个能量密度下,脉宽为1微秒,铜基底表面温升估算只有600°C左右,显然没有达到金的熔点,这时的膜层破坏是由热应力引起的。

轴承钢基底的反射镜在此能量密度下,照射的结果是在破坏区域上的金膜全被汽化掉。钢的基底已出现熔化和汽化如图5所示。这是因为轴承钢的热传导系数比钢差一个数量级,粗略估计钢的表面温升可达几千度,足以使得金膜和钢产生熔化和汽化。

(中国科学院力学研究所 方慧英
王春奎 傅裕寿)

CO₂ 激光 稳 频

这里报导我们采用SF₆气体进行稳定CO₂激光频率的结果,实验装置如图1所示。CO₂激光器参数:腔长980毫米;放电长度700毫米;管径8毫米。充CO₂、N₂、He、Xe、H₂共五种气体,气压240毫米硅油柱,选支光栅为66条线/毫米,定向角22°(λ=10.6微米),一级反射率63%。激光从光栅的零级输出,单支线功率约为3瓦。SF₆吸收池长1300毫米,气压约为100毫托。为避免反馈光对CO₂激光的影响,吸收池中的正、反光束之间有一较小夹角(约为3毫弧度),此夹角应尽可能地小,以减小几何加宽。自控回路的参数如下:选频放大的开环增益为10⁴(中心频率876赫,带宽20~30赫),直流放大的开环增益为10³~10⁴。压电陶瓷的参数为500千赫/伏。TeCdHg接收器的响应率为1.6×10⁹微伏/微瓦。

为了确定SF₆的饱和吸收共振中心,并将CO₂激光频率锁定在该中心上,我们除了在压电陶瓷上加一0.1~0.5伏的876赫的交流调制电压而外,还用一直流偏压沿一个方向匀速扫动,使激光振荡频率扫过整个CO₂的增益轮廓,同时在选放的输出端用示波器监测激光调制信号随激光频率的变化,而且在开环状态下用记录仪在相敏检波的输出端记录鉴频曲线。实验发现,当CO₂激光调到P(18)支

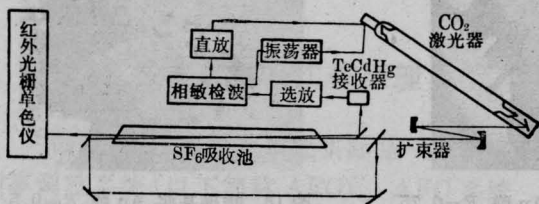


图1 CO₂激光稳频实验装置

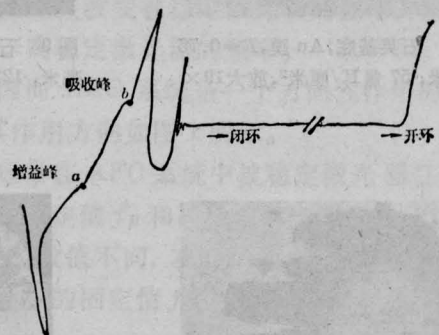


图2 CO₂激光的鉴频曲线与闭环后激光的稳频输出

搜索幅度(峰-峰)46千赫;CO₂增益线宽~91兆赫;增益峰a与吸收峰b相距~35兆赫;吸收池长1300毫米;气压~100毫托;记录速度1厘米/分

振荡时(用红外光栅单色仪监视),在示波器上可以见到调制信号由大到小,然后反相再由小到大的变化。图2示出了直流偏压扫过整个CO₂增益轮廓用记录仪所记录到的鉴频曲线,以及将伺服环路在吸收线中心处闭环使激光自动稳频时相敏检波器的输出曲线。由图可见,饱和共振吸收峰是明显存在的,伺服环路是起作用的。吸收峰与增益峰相差~35兆赫,比[1]报导的10兆赫偏高,这主要是因为我们激光器的气压更高(约19托)而引起了较大的频移。吸收峰的线宽由于我们整个环路系统和检测系统的信噪比较低而没有测出,但从[1]给出的SF₆的气压加宽数据(17±4兆赫/托)估计这里的线宽约为1.7兆

赫。

用数字频率计测得两台由伺服控制回路稳定的CO₂激光器的频率稳定度为:在24秒内, $\Delta\nu/\nu \approx 7 \times 10^{-11}$;在72秒内, $\Delta\nu/\nu \approx 6 \times 10^{-10}$,平均时间1秒。

以上是我们工作的阶段结果,这里我们谨向解永谟、邹海兴、胡绍衣、孙梅珍、王世贵、冯玉荣和卢纯英等同志给予的帮助表示感谢。

参 考 文 献

[1] Н. Г. Басов и др.; ЖЭТФ, 1970, 59, 394.

(中国科学院上海光机所 黄永楷
卡淑垣 庄大奎 李素梅 顾庆华)

光学图象全息相减处理

本文叙述了光学图象全息法相减的原理、实验方法,并给出了实验结果。

设物光 \hat{O}_1 和参考光 \hat{R} 在底片上合成全息图,其强度为

$$I = |\hat{R} + \hat{O}_1|^2 = |\hat{R}|^2 + |\hat{O}_1|^2 + \hat{R}^* \hat{O}_1 + \hat{R} \hat{O}_1^* \quad (1)$$

底片曝光显影后,其振幅透过率 τ 和曝光量 E (即光强 I 和曝光时间 T 的乘积 IT) 的关系中有一段是线性的,如图1所示,记作

$$\tau = \tau_0 + \beta T(I - I_0) \quad (2)$$

式中 $I = I_0$ 时, $\tau = \tau_0$, $\beta < 0$ 。

选取 $I_0 = |\hat{R}|^2$, 并选择合适的 T , 使与 $E_0 = TI_0$ 对应的 τ_0 满足

$$\tau_0 = -\beta TI_0 \quad (3)$$

即是 (τ_0, TI_0) 点正好位于 $\tau - E$ 曲线的中央。(2)式

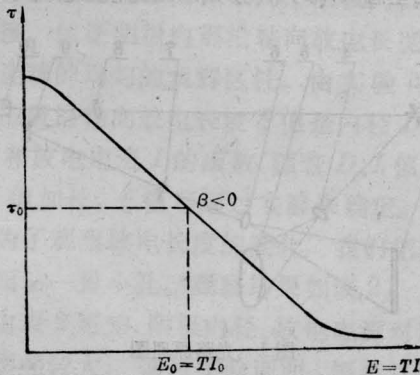


图1 $\tau - E$ 曲线

可改写为

$$\tau = \tau_0 + \beta T[|\hat{O}_1|^2 + \hat{R}^* \hat{O}_1 + \hat{R} \hat{O}_1^*] \quad (2)'$$

然后再与 \hat{O}_1 同方向的第二个物光 \hat{O}_2 和原来的参考光 \hat{R} 一同照射上述全息图,通过该全息图的光波为

$$\begin{aligned} \tau(\hat{R} + \hat{O}_2) &= \tau_0 \hat{R} + \tau_0 \hat{O}_2 + \beta T |\hat{O}_1|^2 \hat{R} \\ &\quad + \beta T |\hat{O}_1|^2 \hat{O}_2 + \beta T |\hat{R}|^2 \hat{O}_1 \\ &\quad + \beta T \hat{R}^* \hat{O}_1 \hat{O}_2 + \beta T \hat{R}^2 \hat{O}_1^* \\ &\quad + \beta T \hat{R} \hat{O}_1^* \hat{O}_2 \end{aligned} \quad (4)$$

使用光阑,挡掉其他方向的光波,只让沿 \hat{O}_1, \hat{O}_2 方向传播的光波通过,则(4)式只剩下三项,即:

$$\begin{aligned} \tau_0 \hat{O}_2 + \beta T |\hat{O}_1|^2 \hat{O}_2 + \beta T |\hat{R}|^2 \hat{O}_1 \\ = -\beta TI_0 \hat{O}_2 + \beta T |\hat{O}_1|^2 \hat{O}_2 + \beta T |\hat{R}|^2 \hat{O}_1 \end{aligned} \quad (5)$$

选取 $I_0 = |\hat{R}|^2 \gg |\hat{O}_1|^2$, 式(5)第二项可以忽略为

$$-\beta T |\hat{R}|^2 \hat{O}_2 + \beta T |\hat{R}|^2 \hat{O}_1$$

因为 $\beta < 0$, 令 $K = -\beta T |\hat{R}|^2 > 0$, 于是上式为

$$K(\hat{O}_2 - \hat{O}_1) \quad (6)$$

这就是两个物光 \hat{O}_1, \hat{O}_2 相减形式的光波。

实验的光路图如图2所示。由氦-氖激光器发出的相干光被分光镜 M_1 分为二束。第一束为物光,

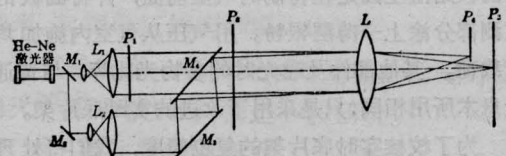


图2 光学图象全息相减处理的光路图