

锗窗干涉效应对 CO₂ 激光器输出稳定性的影响

孙祉伟 赵建荣

(中国科学院力学研究所)

提要: 锗窗干涉效应是造成 CO₂ 激光器输出不稳定的一个重要因素。锗窗的两平行表面构成法布里-珀罗干涉器, 其透射率与厚度有极敏感的依赖关系, 而厚度又易因激光强度、环境温度等而改变, 这样锗窗本身就构成了激光器输出功率、振荡频率、横模结构不稳定的重要因素。

Influence of Ge-window's interference effect on the stability of CO₂ laser output

Sun Zhiwei Zhao Jianrong

(Institute of Mechanics, Academia Sinica)

Abstract: It is believed that interference effect of Ge-window is an important factor affecting CO₂ laser output stability. The two parallel surfaces of a Ge-window constitute a Fabry-Parot interferometer, so for an incident laser beam, the transmissivity depends sensitively on thickness as a result of interference. And the thickness of Ge-window varies with laser intensity and ambient temperature. Therefore it is suggested that this may constitute a important cause of instability of the power output, frequency and transverse mode.

一、分 析

下面分别考虑锗片对相干光和非相干光的透射率。先考虑相干光的, 如图 1 所示。 a 和 b 为锗窗的两平行表面, 厚度为 d , 折射率为 n_1 , 强度吸收系数为 α (振幅吸收为 $\alpha/2$)。锗窗两侧的介质都视为折射率 $n_0=1$ 的气体。在镀有膜层的情况下, 锗片两表面可有不同的反(透)射率(假定膜层厚度为 0, 它只起改变锗表面反射率的作用)。用 r_{10}^a 、 t_{01}^a 等代表其振幅反射比和透射比。当振幅为 1 的

单色平面波自左向右垂直(即光腔中轴模的情况)入射时, 其直接透射及经 a 、 b 面相继反

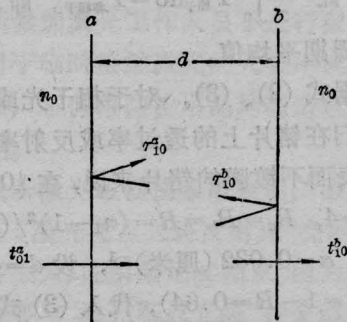


图 1

收稿日期: 1980 年 1 月 14 日。

射再透射的各个波的振幅为:

$$t_{01}^a t_{10}^b e^{-\frac{\alpha}{2}d + i\frac{\delta}{2}}, t_{01}^a t_{10}^b r_{10}^b r_{10}^a e^{-\frac{3}{2}\alpha d + i\frac{3}{2}\delta}, \\ t_{01}^a t_{10}^b (r_{10}^a r_{10}^b)^2 e^{-\frac{5}{2}\alpha d + i\frac{5}{2}\delta}, \dots$$

其中 δ 表示光在锗片前后表面往返一次的光程差所造成的位相差, 等于:

$$\delta = 4\pi n_1 d / \lambda_0 \quad (1)$$

λ_0 为入射光在真空中的波长。

透射波的振幅为上述各波的矢量和:

$$t = \frac{t_{01}^a t_{10}^b e^{-\frac{\alpha}{2}d + i\frac{\delta}{2}}}{1 - r_{10}^a r_{10}^b e^{-\alpha d + i\delta}}$$

因锗片两侧折射率相同, 故透射率为:

$$T_{\text{相干}} = |t|^2 \\ = \frac{(t_{01}^a)^2 (t_{10}^b)^2 e^{-\alpha d}}{1 + (r_{10}^a r_{10}^b e^{-\alpha d})^2 - 2r_{10}^a r_{10}^b e^{-\alpha d} \cos \delta}$$

令 R_a 、 R_b 、 T_a 、 T_b 分别代表 a 、 b 面的反射率和透射率, 则上式写为:

$$T_{\text{相干}} = T_a T_b e^{-\alpha d} \left/ \left[(1 - \sqrt{R_a R_b} e^{-\alpha d})^2 + 4\sqrt{R_a R_b} e^{-\alpha d} \sin^2 \frac{\delta}{2} \right] \right. \quad (2)$$

当 $\alpha = 0$, $R_a = R_b = R$, 考虑到非垂直入射时 $\delta = \frac{4\pi n_1 d \cos \theta}{\lambda_0}$ (θ 为折射角), (2) 式即可化为通常的法布里-珀罗干涉仪的透射表达式。

当入射光为非相干时, 透射波是经 a 、 b 两表面相继反射的各透射波的强度之和, 即

$$T_{\text{非相干}} = T_a T_b e^{-\alpha d} + T_a T_b R_a R_b e^{-3\alpha d} + \dots \\ = \frac{T_a T_b e^{-\alpha d}}{1 - R_a R_b e^{-2\alpha d}} \quad (3)$$

不难验证 $\frac{1}{\pi} \int_0^\pi T_{\text{相干}} d\delta = T_{\text{非相干}}$ 。即 $T_{\text{非相干}}$ 为 $T_{\text{相干}}$ 的周期平均值。

根据式 (2)、(3), 对于相干光或非相干光, 它们在锗片上的透过率或反射率很不相同。拿表面不镀膜的锗片来说, 在 10.6 微米处, $n_1 = 4$, $R_a = R_b = R = (n_1 - 1)^2 / (n_1 + 1)^2 = 0.36$, $\alpha = 0.032$ (厘米) $^{-1}$, 设 $d = 4$ 毫米, ($T_a = T_b = 1 - R = 0.64$), 代入 (3) 式即得到 $T_{\text{非相干}} \approx 46\%$ 。这与分光光度计测得的结果一致。由于 α 较小, $e^{-\alpha d}$ 因子随 d 变化很慢。但

由 (2) 式给出的 $T_{\text{相干}}$ 却与 δ , 因此也与 d 有着极敏感的关系。图 2 中曲线 ① 是据 (2) 式算出的上述锗片随 δ 的变化情况。由于 δ 每改变 π , $T_{\text{相干}}$ 就经历一次最大到最小的变化。由 (1) 式可知 $\Delta d = 0.663$ 微米时, 即可造成 $T_{\text{相干}}$ 由 97% 到 22% 的变化。图 2 还给出了在其它一些参数下锗片透射率的理论变化曲线。

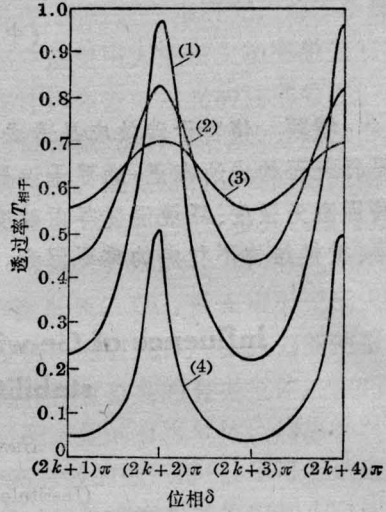


图 2 相干光透射率和位相的关系

曲线 ①—不镀膜锗片, $T_a = T_b = 0.64$; ② 单面增透锗片, $T_a = 0.64$, $T_b = 0.93$; ③ 单面增透锗片, $T_a = 0.64$, $T_b = 0.99$; ④ 单面增反锗片, $T_a = 0.17$, $T_b = 0.64$

环境温度变化, 特别是由于锗对激光的吸收而引起的厚度变化也会使同一锗片有不同的激光透射率, 势必也会影响激光输出功率的稳定性。

当锗窗厚度固定时, 那些满足

$$\delta = \frac{4\pi n_1 d \cos \theta}{\lambda_0} = (2k+1)\pi$$

(k 为整数) 的波长具有反射极大值 (如图 2)。因此, 反射峰的频率为 $\nu = c(2k+1) / 4\pi d \cos \theta$ (c 为光速)。锗片厚度受温度影响而变化时, 不仅造成激光输出频率的漂移, 还会造成输出谱线的更替和横模的变换。

二、实 验

测量激光入射下锗片透射率的实验装置

见图3。激光器输出功率40瓦(P_{20})，功率稳定度优于1%。探测器是粗糙金属面积分球，其响应时间为 10^{-1} 秒。用数字电压表配打印机记录透射率值，并用示波器显示变化曲线。

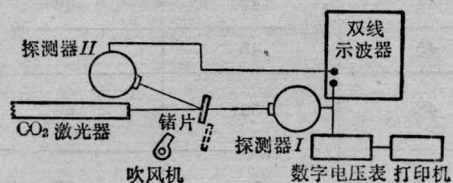


图3 锗窗透射率测量装置图

我们用热风加热使锗片膨胀的办法来改变它的厚度，同时观测其透射率的变化情况。图4、5是平行度较好(两表面楔角 <10 秒)的锗片的测量结果。可以看出它们的变化趋势与图2的理论曲线十分接近。图6是图4中的同一锗片不用热风加热，只靠它本身吸收透过它的激光而加热时其透射率的变化情况，它与图2曲线相比有很大畸变。这是由于单靠吸收光能而产生的厚度变化并不与时间成线性关系(与透过和吸收的光能有关)，而测量所得到的结果反映的只是随时间的变化规律，并非真正随厚度 d 的变化。

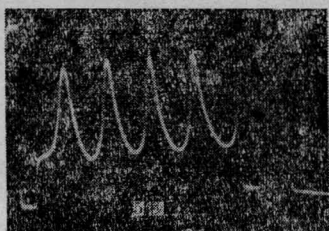


图4 不镀膜锗片透射率变化
方波幅值表示激光器输出功率，扫描周期为50秒(下同)

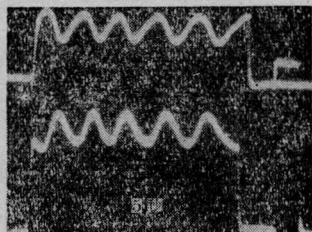


图5 单面增透锗片透射率变化
上曲线为反射率变化，仅有定性意义(下同)



图6 不镀膜锗片透射率变化(自身加热)
斜线部分为示波器第二周期扫描(下同)

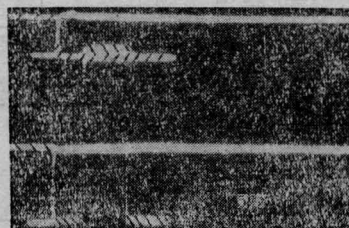


图7 平行度较差的未镀膜锗片的透射率变化

表1是根据数字电压表记录而整理出的不同锗片在加热时其透射率的极大极小值和平均值。

可以看出，测量所得到的透射率的变化幅度小于理论值。这是因为实际情况不满足推导理论时所假定的严格单色光及锗片两表面绝对平行的条件。实际上测量光束总有一定截面，这种情况下所测到的透射值必然是一个平均结果。特别是当锗片两表面平行度差到一定程度时，在入射光束截面内锗的厚度改变量太大，致使透射(或反射)光束包含数个极大和极小值。这时得到的透射率即为相干迭加的平均值，它与非相干光的测量值是相同的。所以用激光光源测平行度差的锗片时所得到的透射率与分光光度计测得结果相同。图7给出的就是楔角为140秒的锗片的测量结果，它的透射率与 d 无关。

为了证实锗窗对激光输出的影响，我们采用了图8所示的实验装置。其中 CO_2 激光器的腔体是用石英玻璃制成的，腔长1米，输出锗窗楔角为40秒，两表面不镀膜，锗窗外表面贴一金属管，管内通以恒温冷却水。可在不同的冷却水温下测定激光输出情况。当全反镜推入光路时，即可测定功率和观察

表 1 锗片在加热时透射率的某些值

锗片规格	平行度 (楔角)	最大值 (%)	最小值 (%)	时间平均值 (%)	分光光度计测量值 (%)
$\phi 40$ 不镀膜 $T_a = T_b = 0.64$	10''	72	23	43	45
$\phi 20$ 不镀膜	40''	49	44	47	46
$\phi 30$ 不镀膜	140''	45	45	45	
$\phi 40$ 单面增透 $T_a = 0.64, T_b = 0.93$	10''	76	48	59	60
$\phi 40$ 单面增反 $T_a = 0.17, T_b = 0.64$	10''	34	5	12	15

注：入射光斑直径为 1 厘米。

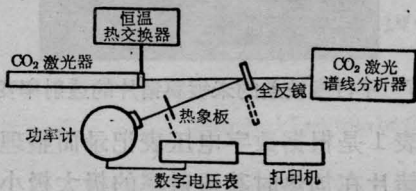


图 8 改变锗窗冷却温度时激光输出功率、频率和横模观测装置图

模式；拉出光路时即可测定输出谱线。首先不通冷却水给锗窗，观测其输出，发现功率波动幅度达 6%（这与文献[1]介绍的情况相似），输出谱线频繁更替，达十余条，不仅有 P 支谱

线，偶尔还有 R 支的，横模结构也不断变换。然后我们通恒温冷却水给锗窗，水温从 23°C 开始逐次下降到 16°C，每下降 1°C 做一次测量，在每个温度上停留 10 分钟。在这 10 分钟内多次测量功率、谱线和横模。发现只要水温不变，在这 10 分钟内，功率变化幅度小于 0.5%，振荡谱线和横模都保持不变。但水温只要改变 1°C，这三项都会产生明显变化。

参 考 文 献

[1] 北京电子所 501 组；《激光》，1974，1，No. 1，21。