

焦耳/厘米²。

测量周期: (实测) < 10 秒。

七、典型应用举例

1. 氮分子激光器输出波长在紫外区域; 可调谐染料激光器输出测量要求光谱响应平坦, 灵敏度也要高。本能量计较好地解决了它们的测量问题, 并已为有关单位在鉴定他们这类器件的研究成果时做测量计使用。

2. 激光光谱研究中测量谱线强度时, 本能量计可在一定范围内部分取代谱片记录和光电倍增管检测。如在受激喇曼散射实验中, 从激发光源到高阶正、反斯托克斯散射谱线, 波长从 0.25 微米到 2 微米以上, 能量范围从几微焦耳到几百毫焦耳以上。本能量计可以满足这些测量要求。在几个单位的这类研究实验中, 得到了较满意的结果。

3. 脉冲远红外激光的检测是目前尚未很好解决的问题。本能量计未能对波长 30 微米以上的光谱响应进行定标。但已有实验表明: 对

波长为 66 微米, 94/114 微米, 385 微米, 以及 496 微米的远红外激光输出的检测结果, 与国外文献报道的结果是相符合的。

4. 此能量计在医用激光及激光防护研究工作中亦可使用。

八、结 语

这种能量计已推广并批量生产。经 30 多个单位试用, 技术性能是稳定的。我们还完成了激光脉冲能量测量结果的保持并给出数字显示和输出, 以及激光功率和能量测量一机两用的工作, 为提高激光测量精度和连接数据处理系统提供了有利的条件。

参 考 文 献

- [1] B. J. Beecherer, F. Grum, *Laser Focus*, 16(1980), 68.
- [2] E. Schiel, *Proc. IEEE*, 51(1963), 365.
- [3] R. W. Zimmerer, *Laser Focus*, 9(1970), 39—44.
- [4] 林文青等, *激光*, 7(1980), 60; 8(1981), 56.
- [5] Preston J. S., *J. Phys. E*, 4(1971), 969—972.
- [6] Gunn. S. R., *Rev. Sci. Inst.*, 45(1974), 93—96.

固体激光棒热透镜焦距的测量

张春平 张光寅 冯宝华 赵 军 张川山

(南开大学物理系)

朱云路 刘秀鸾

(天津市激光研究所)

固体激光棒中的热透镜效应对激光器的性能有很大的影响。在固体激光器的热稳腔的设计中也需要知道激光棒的热透镜焦距的数值, 因此测量激光棒的热透镜焦距是必要的和有意义的。我们采用类似于文献[1]中的方法, 测量了三种常用的固体激光棒在泵浦期间和泵浦后, 各个时刻的热透镜焦距的数值。在单脉冲泵浦期间, 红宝石、Nd:YAG 和钕玻璃三种激

光棒的热透镜焦距均为负值。

测量热透镜焦距的原理如图 1 所示。设 He-Ne 探测激光束的束腰半径为 ω_0 , 束腰和光阑离热透镜的距离分别为 d_1 和 d_2 。 ω_n 和 ω_m 分别为存在热透镜 (例如负透镜) 和无热透镜时探测激光束到达光阑处的光斑半径, 并且有 $\omega_n > \omega_m$ 。我们把连续分布的热透镜简化为薄透镜, 再由高斯光束通过透镜的传播性质, 可得

出热透镜焦距 f_T 的关系式^[1]为

$$\frac{1}{f_T} = - \left[\frac{d_1}{d_1^2 + z_0^2} - \frac{1}{d_2} \right] \pm \left[\left(\frac{d_1}{d_1^2 + z_0^2} - \frac{1}{d_2} \right)^2 + \frac{kz_0}{2d_2^2} \left(\frac{\omega_n^2}{d_1^2 + z_0^2} - \frac{\omega_m^2}{d_1^2 + z_0^2} \right) \right]^{1/2}, \quad (1)$$

式中 $z_0 = \frac{\sigma\omega_0^2}{\lambda}$, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, $\lambda = 6328$ 埃.

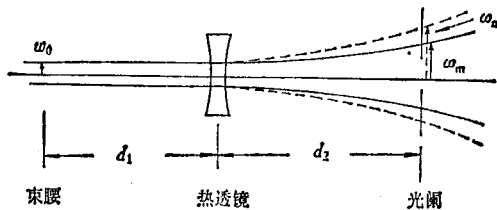


图1 测量原理图

当 $\omega_n^2 - \omega_m^2 > 0$, 公式(1)有两个根, 一个对应 f_T 为正, 另一个为负. f_T 为负时对应图2中的情况. f_T 为正时, 相应于 f_T 的数值较小而使探测光束经热透镜会聚后又发散开. 当 $\omega_n^2 - \omega_m^2 < 0$, (1)式有两个正的 f_T . 文献[1]中画出了探测光束通过这四种焦距的热透镜的传播情况. 我们测量探测光束通过不同位置的光阑后, 光功率的变化都是减小而判定 f_T 为负值.

基模激光束的横向光场分布为

$$I = I_0 e^{-\frac{2(x^2+y^2)}{\omega^2}}. \quad (2)$$

在光束中放入一个半径为 a 的光阑, 通过光阑的光功率为

$$P(a) = \frac{1}{2} c I_0 \pi \omega^2 [1 - e^{-\frac{2a^2}{\omega^2}}], \quad (3)$$

式中 c 为常数, ω 为探测光束在光阑处的光斑半径. 激光束的总光功率 P_0 为

$$P_0 = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} c I_0 e^{-\frac{2(x^2+y^2)}{\omega^2}} dx dy = \frac{1}{2} c I_0 \pi \omega^2. \quad (4)$$

设没有热透镜时, 光斑半径为 ω_m 的探测光束, 通过半径为 a 的光阑后的光功率为 $P_m(a)$. 当存在热透镜时, 光斑半径由 ω_m 变为 ω_n , 光功率由 $P_m(a)$ 变为 $P_n(a)$. 由公式(4)和(5)可得到

$$\frac{P_n(a)}{P_0} = (1 - e^{-\frac{2a^2}{\omega_n^2}}), \quad (5)$$

$$\frac{P_n(a)}{P_0} = (1 - e^{-\frac{2a^2}{\omega_n^2}}). \quad (6)$$

因此, 只要测出 P_0 , $P_m(a)$ 和 $P_n(a)$, 就可以由公式(5)和(6)计算出 ω_m^2 和 ω_n^2 . 再由公式(1)计算出 f_T 的数值.

测量装置如图2所示. He-Ne 激光束依次通过激光棒和圆孔光阑, 经干涉滤光片和小型单色仪滤去 6328 埃以外的光, 由光电倍增管接收光信号并在示波器上显示出来, 再用照相机拍摄下示波图. 去掉光阑, 可测得 P_0 , 放上光阑而不点燃氙灯时, 测得 $P_m(a)$, 点燃氙灯, 产生了热透镜, 此时测得的是 $P_n(a)$. 因为 f_T 随时间变化, 所以示波器上显示出 $P_n(a)$ 随时间变化的图形. 由此可计算各个瞬时的 f_T 的数值.

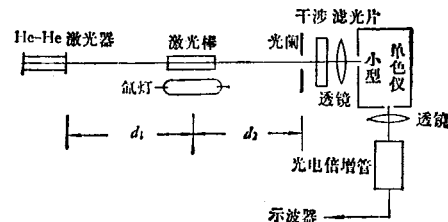


图2 测量装置示意图

我们在实验中所用的激光棒尺寸是: 红宝石棒为 $\phi 8 \times 120$ 毫米, Nd:YAG 棒为 $\phi 4.25 \times 55$ 毫米, 钕玻璃棒为 $\phi 8 \times 120$ 毫米. 在单脉冲运转时, 红宝石和 Nd:YAG 棒的热透镜焦距的绝对值 $|f_T|$ 随泵浦能量 E_p 的增加而减小. 随着泵浦能量的增加, 在棒内产生的热量也就增加, 引起较大的温升和形变, 因而热透镜效应也就增加. 我们所用的红宝石棒在输入电能量从 600 焦耳增加到 1500 焦耳时, 热透镜焦距从 -3 米变到 -0.8 米. 对于我们所用的 Nd:YAG 棒, 当输入电能量从 40 焦耳增加到 55 焦耳时, 热透镜焦距则从 -50 米变到 -10 米.

在单脉冲泵浦期间, 红宝石、钕玻璃和 Nd:YAG 棒的热透镜焦距均为负值. 因为单脉冲泵浦的持续时间很短, 而无辐射跃迁过程远快于热传导过程, 因此可忽略热传导的影响. 在上述条件下, 由于靠近棒的边缘部分吸收的光能较多, 产生的温升也越高, 又由于这三种激光

棒的折射率随温度的变化率 dn/dT 都是正值, 所以激光棒呈现为负透镜效应. 少数钕玻璃因为成分不同的原因, 其折射率的温度变化率为负值. 在单脉冲泵浦的持续时间内, 开始, 热透镜焦距的绝对值很大(即热透镜效应小), 然后逐渐减小, 达到一个极小值后, 又慢慢开始增大. 红宝石棒在泵浦开始后约 1 毫秒时, 热透镜效应最大(即 $|f_T|$ 为最小). 图 3 表示在泵

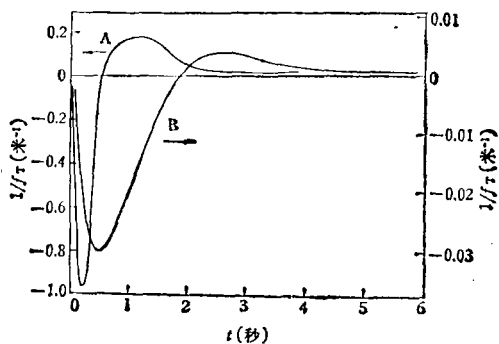


图 3 钕玻璃棒的 $1/f_T$ (曲线 B) 和红宝石棒的 $1/f_T$ (曲线 A) 与时间 t 的关系

浦期间和泵浦后红宝石和钕玻璃棒的 $1/f_T$ 随时间变化的全过程. 泵浦结束后, 棒与周围介质的热传导开始影响棒内的温度分布. 由于棒边缘部分的冷却速度比中心快且折射率的温度变化率 $dn/dT > 0$, 因而棒中心温度会稍高于边缘部分, 就会产生一个弱的正透镜效应. 以后, 这个正透镜效应逐渐减小直至棒中心与边缘达到热平衡. 红宝石和钕玻璃棒的热平衡时间分别为 3 秒和 5 秒, 这是由于钕玻璃的热导率比红宝石小的缘故. 当输入能量为 1600 焦耳时, 测得钕玻璃棒的 f_T 约为 -30 米. 我们的测量结果与文献[2]报道的相近.

图 4 和图 5 表示 Nd:YAG 和钕玻璃棒的 $1/f_T$ 随重复率 γ 变化的曲线. 当泵浦能量固定, 虽然单脉冲泵浦期间产生负透镜效应, 但由于棒边缘冷却速度快, 棒中心冷却速度慢, 随着重复率增加, 棒内有一个平均的热量积累而使中心温度略有升高, 同时伴随折射率的增加, 这就抵消了一部分负透镜效应. 当重复率达到某个数值后, 负透镜效应消失而变成正透镜效应. 文献[3]报道了重复率为 20 次/秒的 Nd:YAG

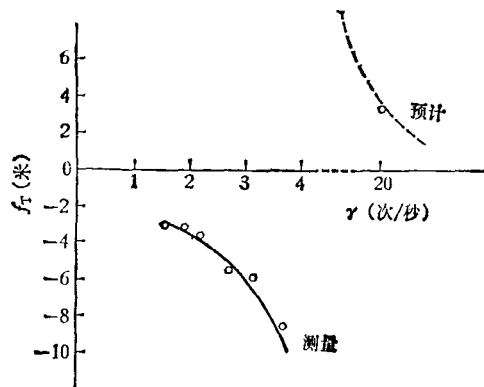


图 4 Nd:YAG 棒的 f_T 与重复率 γ 的关系 (泵浦能量为 37 焦耳)

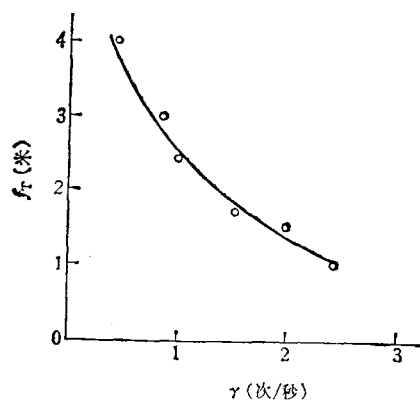


图 5 钕玻璃棒的 f_T 与重复率 γ 的关系

棒的 f_T 约为 4—6 米.

由于钕玻璃的热导率很低, 即使在低重复率下, 就呈现出一个较稳定的正透镜效应. 当重复率为 2 次/秒时, 氙灯点燃后 7—8 秒钟, f_T 达到一个较稳定的值, 约为 1.5 米. 产生这种现象的原因是随着运转时间的延长, 棒中心积累的热量增加, 正透镜效应变强, 直到某一时刻, 内部的热量积累与边缘的冷却达到动态平衡. 当腔长为 1 米而输出镜又靠近激光棒时, 腔中的 f_T 约为 1.5 米的平行平面腔, 基本上是一个热稳腔^[4]. 国内一些工厂所使用的上述腔结构的钕玻璃激光打孔机的工作特性, 也正是开机后的前几十秒, 输出功率不稳定, 几十秒后才达到稳定状态, 这与上述测量结果和分析是一致的.

参 考 文 献

- [1] R. Bhatnagar et al., *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-8 (1972), 497.

[2] D. C. Burnham, *Appl. Opt.*, 9 (1970), 1727.
 [3] Jurg Steffen et al., *IEEE J. Quantum Electron.*,

QE-8 (1972), 239.
 [4] 张光寅, 激光, 4-5 (1977), 41.

光电子能谱方法测量固体的功函数

潘承瓚 郭可珍

(中国科学院化学研究所)

顾惠成

(中国科学院物理研究所)

功函数是固体表面的宏观物理量, 它的数值随晶面而异, 并灵敏地反映着表面状态的变化. 同时, 功函数的大小同体内性质也有密切关系.

测量功函数的方法有多种^[1], 但不同作者所报道的数据差别很大, 这是由于在实验过程中, 样品表面条件不尽相同所致. 我们采用光电子能谱 (ESCA) 方法来测量功函数^[2,3]. 这个方法的突出优点是, 当样品处于待测状态时, 样品表面组成情况可以利用通常的 ESCA 方法进行检测. 在一般情况下, 即使样品表面只有 0.01 单层的沾污物, 也可通过 ESCA 测量检测出来. 因此, 在测量功函数的实验过程中, 样品表面的化学组成可利用 ESCA 方法本身来精确地监控. 这样就可以得到样品在各种具体表面状况下功函数的准确数值.

当 X 射线照射样品时, 从固体表面发射的电子中除了光电子、俄歇电子等能量较高的特征电子外, 还存在着大量的低能量电子. 这些电子主要是由于二次发射产生的. 因为样品和谱仪同时接地, 它们的费米能级是在同一能量水平上. 如果样品的功函数大于电子能量分析器材料的功函数, 那么二次电子分布曲线的起始点所对应的能量值, 就等于样品真空能级同分析器材料的真空能级之间的能量差, 也就等于它们的功函数之差. 分析器材料的功函数可以利用标准谱线精确测量^[4]. 因而, 通过简单的计算就能得到待测样品的功函数.

也可以将两种样品安装在样品托的两个面上, 并使其电接触, 分别测量它们二次电子的起始点. 那么, 两种样品功函数之差将等于它们

二次电子的起始点之间的能量间距. 如果其中一个样品的功函数是已知值, 那么就能确定另一个样品的功函数.

我们在 ES300 型电子能谱仪上测量了金属样品和某些半导体样品的功函数. 为了抑制样品室中其它杂散电子的干扰, 提高对样品表面发射的二次电子的探测效率, 我们在样品上加了负偏置电压. 负偏压由高精度稳压电源提供, 用数字电压表监视. 实验过程中, 偏压数值的变化小于 50 毫伏. 样品加上负偏置电压后, 样品和谱仪分析器的能级位置如图 1 所示. 图中 V 为所加偏压数值, ϕ_s 和 ϕ_{sp} 分别为样品和谱仪分析器材料的功函数, E'_k 为光电子在样品室中的动能, E_k 为光电子进入分析器以后所具有的动能. 根据文献[4]的计算方法可得

$$E_k = \phi_s - \phi_{sp} + V + E'_k. \quad (1)$$

谱仪测量的二次电子起始点对应着 $E'_k = 0$. 这时(1)变成

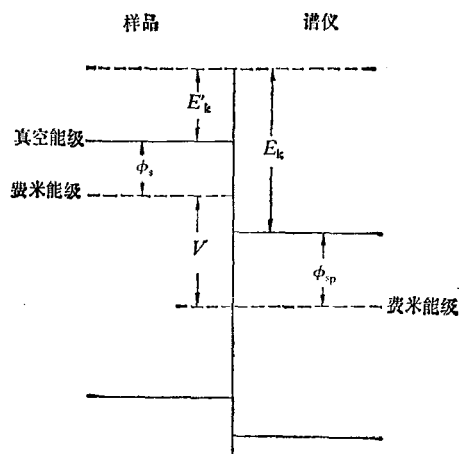


图1 加偏置电压后,样品和谱仪的能级图