

介绍一种激光分束棱镜

邓鹤鸣 殷民旗

(江南光学仪器厂研究所)

在激光全息照相中, 须将激光分成物光和参考光两个光束, 并且根据实际使用情况, 希望物光和参考光的强度能够调节成任何的比例。过去我们曾用镀各种透反比的介质膜解决这个问题, 但镀膜有两个缺点: (1) 它的透反比不能连续调节; (2) 即使调成某种透反比后, 其透反比常有少量不稳定不规则的变化(这是由于激光各方向的偏振量在起变化所致, 介质膜透反比是光线电振动方向的函数)。目前虽然已有可能镀成透反比连续变化的介质膜, 但在工艺上相当复杂。我们根据一些天然晶体的双折射特性, 制成了一种特殊棱镜, 能很方便地调制物光和参考光的强度成任何的比例, 这种棱镜的结构如图 1 所示。为说明其原理, 我们用冰洲石作为晶体来加以说明。图中晶体薄片的光轴垂直于纸面, 当激光束进入棱镜投射到晶体表面时, 其电振动方向平行于纸面的光线, 对晶体来说是寻常光线(电振动方向垂直于晶体光轴), 电振动方向垂直于纸面的光线对晶体来说是非常光线(电振动方向平行于晶体光轴)。冰洲石是负晶体, 选用的玻璃和胶的折光系数当与晶体对寻常光线的折光系数是相

同的(或相近的), 因此寻常光线 O 在棱镜中畅通无阻。棱镜的 θ 角是预先算好的, 使非常光线 E 在晶体表面产生全反射, 它在棱镜中反射两次后射出。如果我们在棱镜之前加一个偏振器, 使进入棱镜的光线为平面偏振光。偏振光的偏振面可以随意转动, 这样就能使由棱镜出来的 O 光和 E 光的强度成任何的比例。不过 O 光和 E 光的偏振面互相垂直, 因此必须使其中的一束例如 E 光的偏振面转过 90° , 才能使两者成为相干光, 这可在 E 光射出棱镜之处加一个半波片, 这半波片可用厚度为 0.075 毫米左右的白云母片做成。

在有的激光器中, 在其共振腔内置有布儒斯特窗, 输出的激光是平面偏振光, 在这种情况下, 不能用转动偏振器的方法来改变物、考两光束的强度比, 这需要采用别的方法来解决。比较简单的方法可利用某种物质的旋光性来作为调制器, 例如石英, 它的旋光率是 20 度/毫米, 这种调制器的结构如图 2 所示。

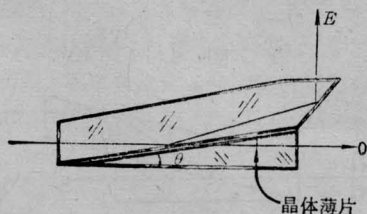


图 1

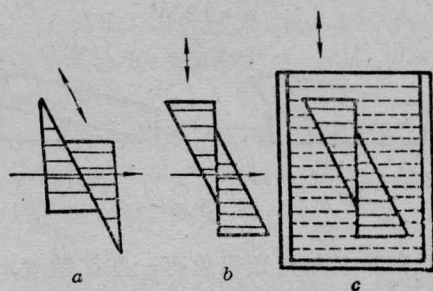


图 2

收稿日期: 1978年6月17日。

棱镜中的横线条表示石英的光轴，它与光线传播的方向一致。按箭号(\leftrightarrow)所示的方向调节楔形石英棱镜就可改变其厚度，使光线的偏振面转过的角度得以调节。图2(a)、(b)有些缺点，(a)的缺点，其调节方向不与光线垂直；且通过调节器的光程也将随着调节而有变化，(b)的缺点，一方面和(a)一样，其光程随调节而变，同时光线通过棱镜后，将产生上下位移。图2(c)是把(b)放在一玻璃槽中，槽中盛有与石英折光系数相同的液体，就可避免上述的一些缺点。

胶在棱镜中间的晶片，若用冰洲石片，则代价较高，加工也不容易，我们用简单的方法采用云母片来制作这种棱镜。云母有很好的解理面，能剥成各种厚度的薄片(用缝衣针挑开)，且此种棱镜对薄片的厚度无要求，因此很易剥取。由实际测量(用阿贝折射仪)测得云母在某同一方向对波长为0.6328微米的氦-氖激光差值最大的双折射系数分别为 $n_1=1.5978$ ， $n_2=1.5628$ 。我们用的激光束近似为平行光束，由图3可知光线在胶合面上的入射角 $i=90^\circ-\alpha$ ，由折射定律

$$n_1 \sin i = n_2 \sin i'$$

当产生全反射时， $i'=90^\circ$

$$\therefore \sin i = \frac{n_2}{n_1}$$

即
$$\sin(90-\alpha) = \frac{n_2}{n_1}$$

$$\cos \alpha = \frac{n_2}{n_1} = \frac{1.5625}{1.5978} = 0.977907$$

$$\therefore \alpha = 12^\circ 4'$$

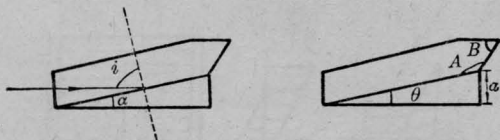


图 3

但实际上激光光束总有一些扩散度，棱镜在使用时往往也装得不很正，因此要放一些余量以保证其使用性能，令余量为 $\pm 1.5^\circ$ ，则

$$\sin 1.5^\circ = n_1 \sin x$$

$$\therefore \sin x = \frac{1}{n_1} \sin 1.5^\circ$$

$$= \frac{0.0261769}{1.5978} = 0.016383$$

得 $x = 0.94^\circ = 56.4'$

$$\therefore \theta = \alpha - x = 11^\circ 8'$$

一个具体的设计是

$$\theta = 11^\circ \quad A = 135^\circ \quad B = 56^\circ \quad a = 6$$

棱镜材料是光学玻璃 F_1 ，胶是我厂使用的环氧树脂胶加进50%的溴代萘。

这种分束棱镜尚可有其他用途，例如我们曾考虑在全息底片的同一位置上，由不同的参考光束记录几张全息图如图4所示。我们研制的产品是激光全息显微镜，方法是把全息底片放置在光学系统的出瞳处，该处物体信息丰富，满布于整个光瞳面，光能量又相当集中，曝光时间一般为几百分之一秒，曾达到千分之一秒。若要拍全息显微电影，不但曝光时间要短，而且每两次曝光之间的时间也要短，参考光束需要迅速改变其方位，把这种棱镜和电光晶体结合使用，就完全可由电场来控制光束变换方位，反映速度可非常迅速、正确。图5是使光束改变一个方位的示意图。图中①为偏振器，②为电光晶体，③为分束棱镜。当电光晶体未加电压时，调整好偏振器，使光只有在棱镜的 a 处有输出，此光经反光镜组控制方向，最后由某一方位角射向全息底片，与物光束会合。当电光晶体加

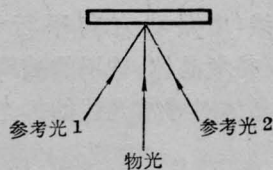


图 4

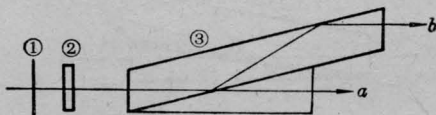


图 5

(下转第56页)

下, 外差效率不会有明显的变化, 即处于 $D \ll r_0$ 的范围内, 受大气影响小。必须指出, 因实验条件的欠缺, 以及光路调整精度的影响, 如两光束不完全平行, 到达角起伏引起两光束不重迭等等, 我们只测量了外差信号的峰峰值, 在计算外差效率时, 采用了外差信号峰峰值的均方值, 与 D. L. Fried 所用的外差信号的时间平均的均方值不同, 因此两者不能作直接比较, 但根据外差效率都没有什么变化的比较, 是能说明问题的。

实验中各种因素引起的总误差不大于 20%。

我们还作了外差效率与孔径关系的研究, 结果见表 2, 表明在 $C_n^2 = 5 \times 10^{-16} \text{米}^{-2/3}$ 的情形下, 接收器口径从 $\phi 150$ 毫米变化到 $\phi 300$ 毫米, 而相对效率几乎不变。根据 D. L. Fried 的理论考虑, 我们也计算了变孔径使效率的变化, 结果见表 3。显然, 在上述

表 2 外差效率与孔径关系

10月29日数据			
口径 (毫米)	外差信号 (相对单位)	直接信号 (相对单位)	相对效率
$\phi 300$	4.6	4.2	0.96
$\phi 230$	3.4	2.1	~1
$\phi 150$	1.8	0.6	0.99
11月6日数据			
$\phi 300$	4.0	3.4	0.98
$\phi 230$	2.8	1.8	0.95
$\phi 150$	1.7	0.6	1

(上接第 58 页)

上半波电压后, 光线就立刻改由棱镜的 b 处输出。采用同样的办法, 使这束光最后由另一个方位角射向全息底片的同一位置, 把这样的棱镜和电光晶体恰当地组合起来, 就不难使多束参考光束各从不同的方位角射向全

表 3 根据 D. L. Fried 理论计算的效率与孔径关系

口径 (毫米)	效率
$\phi 300$	0.98
$\phi 230$	0.98
$\phi 150$	~1

情况下, 孔径的改变没有引起外差效率的明显变化, 又一次证明了上述结论。

但是应当指出, 由于我们的实验是在秋末进行的, 而且测量装置均放在四层楼房内, 下垫面基本上是水面, 因此没有出现很大的 C_n^2 值。为了使上述结论更有说服力, 应该在湍流更强烈的季节和环境下进行实验; 另外, $\phi 300$ 毫米的接收口径在实际应用上还不够大, 为了求得合理的设计孔径, 应该用大孔径望远系统作变孔径的实验; 在实验中还发现随着 C_n^2 的增大, 信号光束漂移加大, 这将使外差探测的实际应用带来不少麻烦。

我们的实验工作还很初步, 所得结果带有一定的局限性。因此, 外差探测的实际应用, 还有很多问题需作更进一步的研究和探讨。

参 考 文 献

- [1] 《激光与红外》, 1971年, No. 1, p. 25.
- [2] 本田辰笃, 电气试验所汇报, 32, No. 1, p. 161 (1968).
- [3] D. L. Fried, *Proc. IEEE*, 55(1967), pp. 57~67.

息底片的同一位置, 在全息底片的同一位置可记录下多幅全息图, 而各幅可分别再现, 亦可使其中任一幅同时再现, 以使发生干涉。由于干涉条纹的形状、密度和数量, 了解它们之间所产生的相对变化。