

天津激光全息干版 I、II 型特性的研究

王永昭 卜钦安

(天津大学精密仪器系) (天津感光胶片厂)

至今能提供全息记录的材料至少有七种^[1]。作为这些记录介质之一的银盐感光材料,虽然还存在某些不足之处,但它和其他一些全息记录介质比较起来,具有感光度高的优点,因而它仍然是适用的全息记录材料。

本文研究了天津全息版 I 型、II 型的光谱感光灵敏度, $H-D$ 曲线及振幅透射率特性曲线,感光材料的调制传递特性,并概述了这两种全息版对于白光再现体积全息照片的适应性。

一、光谱感光灵敏度, $H-D$ 曲线及振幅透射率特性曲线

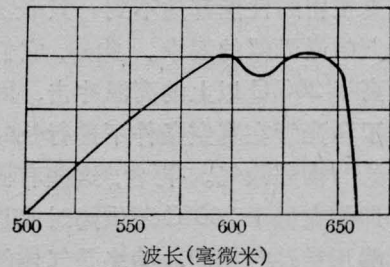
天津 I 型全息干版适用于氩-氟激光的 6328 埃波长, II 型适用于红宝石激光的 6943 埃波长,在 6328 埃波长上也适用。实践证明这两种全息版都可以成功地分别用来在这两种波长上进行全息记录。

感光材料经过光学增感染料选择,在十多种增感染料中,应用优选法进行筛选而挑选出适合于峰值在 633 毫微米及 694 毫微米的增感剂。

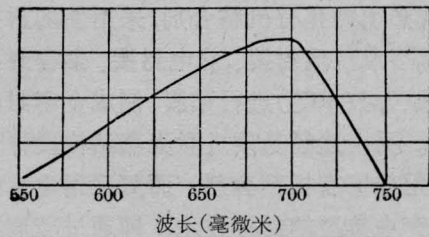
这两种感光乳剂的光谱灵敏度曲线如图 1 所示。

处理时都在 D-19 显影 3 分钟,温度 20°C。

照相乳剂的感光特性是由光密度(D)与曝光量取对数($\log E$),由两者的依赖关系所绘制的曲线来表示,通常称为 $H-D$ 曲线。天



(a) 天津全息干版 I 型



(b) 天津全息干版 II 型

图 1 光谱灵敏度曲线

津全息干版 I 型、II 型的 $H-D$ 曲线如图 2 所示。

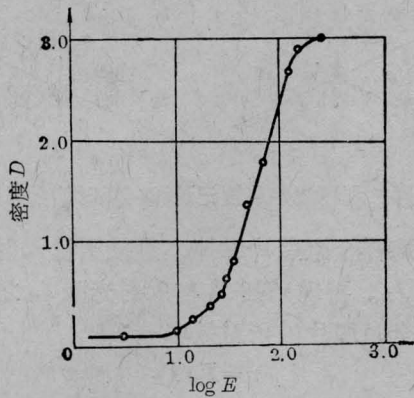
$$r_{\max} = \operatorname{tg} \alpha = \frac{D_2 - D_1}{\log E_2 - \log E_1} \quad (1)$$

从图 2 可以看到 I 型比 II 型具有更高的反差。同样包含有倒数率失效的拐点。

在求 $H-D$ 曲线的试验过程中,为了使每一曝光梯度面积上获得均匀一致的密度,可以让光束先通过散射板,然后再散射到底版上。

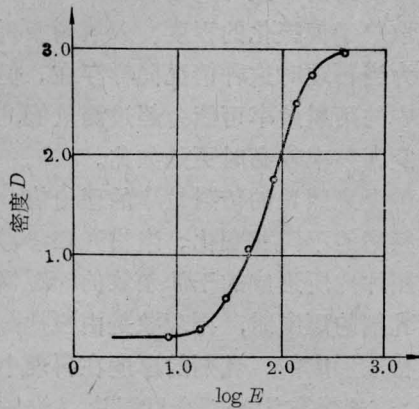
在全息记录工作中,通常需要知道为了获得一定的振幅透射率所需要的曝光量。振幅透射率 T_a 是定义为单色平面波的振幅,在

收稿日期: 1978 年 8 月 22 日。



对数曝光量(微焦耳/厘米²)

(a) I型, $r=4.4$ 633 毫微米, $H-D$ 曲线



对数曝光量(微焦耳/厘米²)

(b) II型, $r=4.0$, 633 毫微米, $H-D$ 曲线

图2 天津全息干版 I 型、II 型 $H-D$ 曲线, 从 $H-D$ 曲线可以方便地求出反差值 r

通过乳剂层之前及通过乳剂层之后的比率。这在一般情况下是一个复数。因为在穿过乳剂层时不但有振幅的变化, 同时有入射波前相位的变化, 但是相位的变化可以看作依赖于曝光量的数值。这样, 由于阻光率

$$O = \frac{1}{T_a^2} \quad (2)$$

而

$$D = \log_{10}(O) = -2\log_{10} T_a \quad (3)$$

因此根据公式(3)由 $H-D$ 曲线可求得振幅透射率—曝光量的特性曲线。天津全息干版 I 型、II 型的 T_a/E 特性曲线如图 3 所示。

它同样包含 $r = \frac{d|T_a|}{dE}$ 的数值。

同时认为在特性曲线中, 取入射光的振

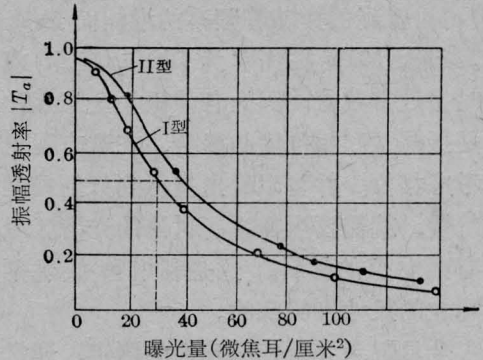


图3 天津全息版的振幅透射率—曝光量特性曲线($D-19$, 3分钟, 20°C)

幅透射率作为曝光量的线性函数, 可以减少再现现象的畸变。但在离轴型全息记录中, 为了提高底片的反差, 而将曝光量扩大到非线性区域, 这样会出现高阶项。但由于调制深度增加, 象将更为明亮。

从图 3 中可见天津全息干版 I 型在处理到 $|T_a| = 0.5$ 时其感光度约为 30(微焦耳/厘米²), 这与 Eastman Kodak 649F 版相似, 但 649F 版膜厚 16 微米, 天津版膜厚约为 10 微米。Kodak 近年又生产一种新的全息版为 Kodak 120-02, 膜厚为 6 微米。II 型在 $|T_a| = 0.5$ 时感光度为 40(微焦耳/厘米²)。

二、天津全息版的调制传递特性

全息照片的理想曝光, 是使所记录的干涉条纹能使再现光强得到最大可能的调制。H. T. Buschmann 已综述了^[2]调制传递函数(MTF)是线扩散函数的傅里叶变换, 即

$$M(\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} \phi(x) e^{-i\nu x} dx \quad (4)$$

$$w = 2\pi\nu$$

而对于特殊的线扩散函数, 人们得到

$$M(\nu) = Q + (1-Q) \frac{1}{1 + \left(\frac{\pi K \nu}{2.3}\right)^2} \quad (5)$$

对于弱的散射材料, Friersers K 值在 50~100 毫微米数量级。 Q 值定义为反射率, 表示没有散射吸收与全部吸收的比值。从方程

(5) 可以看到函数随着频率的增加而迅速下降。而且 MTF 在频率为 100(1/毫米)或更低时接近常数值。因为各种银盐全息照片通常是振幅型和相位型的混合,在这方程里没有考虑相位。并可以看出要得到好的调制传递特性,就需要生产在所讨论的光谱区域内具有高 Q 值的材料。这是利用降低乳剂银盐颗粒的尺寸来实现的。

全息记录介质传递特性的测定,通常利用全息原理^[3]记录光栅的方法来决定。这种设备如图 4 所示。

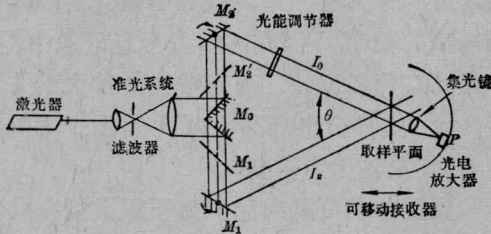


图 4 用于评价全息干版调制传递特性的测定装置

由激光器发出的光束,经过准光系统到达直角反射镜 M_0 ,经 M_0 分为两束到达 M_1, M_2 ,再反射到取样记录平面上。 M_1, M_2 可以移动和转动,从而记录不同的空间频率。

两光束之间的夹角 θ 由 $5^\circ \sim 150^\circ$ 分十次取样。空间频率

$$\nu = \frac{2}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2} \quad (6)$$

由平面物波和平面参考波使全息干版曝光,曝光量为:

$$E = [I_R + I_0 + 2\sqrt{I_R I_0} \cos(Ky)]t \quad (7)$$

这里 I_R 和 I_0 为参考波和物波的强度, K 是由两束波入射角来决定的常数, t 为曝光时间。调制深度

$$M = 2\sqrt{I_R I_0} / (I_R + I_0) \quad (8)$$

为了得到最大的调制深度,我们选取 $M \approx 1$ 。处理以后的取样干版,安放在原片夹上,遮掉 I_0 ,用 I_R 来再现,这时将得到 I_0 的衍射象,如图 5 所示。

由光电放大器 P 测量其衍射强度 I'_0 。然

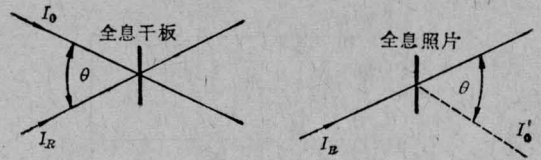


图 5 利用测定装置记录和再现时的示意图

后将取样全息照片拿掉,直接测量入射光的强度 I_R 。再现光强 I'_0 与入射光强 I_R 之比定义为全息照片的衍射效率 η ,即

$$\eta = I'_0 / I_R \quad (9)$$

η 可以用来表征全息照片的调制传递特性。在测定时表面的菲涅耳反射可以不考虑,其反射值取决于偏振化的程度、入射角及折射率,因为当再现时这种情况同样存在。但实际记录中的衍射效率可能会超过测量值,特别是当空间频率较高时更是如此。

各种全息照片的衍射效率的理论值,随着空间频率的不同而变化。当物光和参考光在全息照片内所形成的干涉条纹的间距等于或大于乳剂的厚度时,再现象是由银盐图样的衍射特性形成的。乳剂的厚度在再现中不起作用,这通常称为平面全息照片。这种吸收型全息照片,因为场透射函数是:

$$T = \frac{1}{2} + \frac{1}{4}(e^{iKy} + e^{-iKy}) \quad (10)$$

因此平面吸收全息照片的最大再现效率

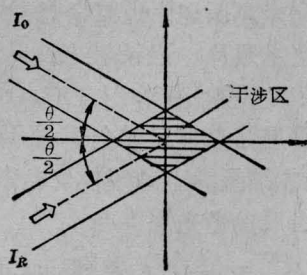
$$\eta_{\max} = 6.25\%$$

当干涉条纹的间距比乳剂的厚度小时,体积的影响变得很重要。乳剂中被显影的银盐颗粒将吸收和反射入射光束,这称为体积全息照片。对振幅型的体积全息照片又可分为透射吸收全息照片和反射吸收全息照片^[4]。这种结构如图 6 所示。

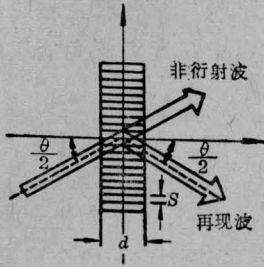
透射吸收全息照片由于介质的吸收损失,再现效率比较低。其 η 值为

$$\eta = \exp(-2a_0 d / \cos \theta) \sin^2 h^2 \frac{a_1 d}{2 \cos \theta} \quad (11)$$

这里 a_0 是由于线性曝光的线性吸收常数, a_1 是由于正弦型地改变曝光的最大转换。显然, a_1 与调制深度 M 成比例,对给定的

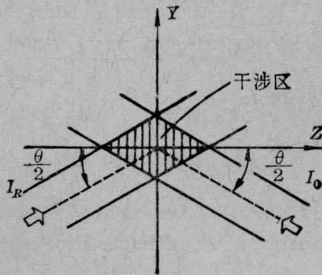


(a) 透射体积全息照片的形成

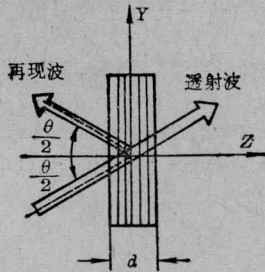


(b) 再现过程

图 6



(a) 反射体积全息照片的形成



(b) 再现过程

图 7

a_0 , 衍射效率随 a_1 的增减而变化。当 $a_0 = a_1$ 时为极大值。

$$\eta_{\max} = 3.7\%$$

反射吸收全息照片的再现效率由耦合波理论给出 η 值。

$$\eta = \frac{a_1^2}{\left[2a_0 + \sqrt{4a_0^2 - a_1^2} \coth\left(\frac{d\sqrt{a_0^2 - a_1^2}/4}{\cos\theta}\right) \right]^2} \quad (12)$$

再现效率依赖于全息照片的调制深度而单调地增加。当 $a_0 = a_1$ 时, 最大衍射效率 $\eta_{\max} = 7.2\%$ 。

为了确定天津全息版在不同空间频率下的实际衍射效率, 我们首先探索了其振幅透射率和衍射效率之间的关系。在最低空间频率上保持不变, 分别选取几种不同的曝光梯度, 从中找到最佳衍射效率 η_{\max} , 如图 8 所示。

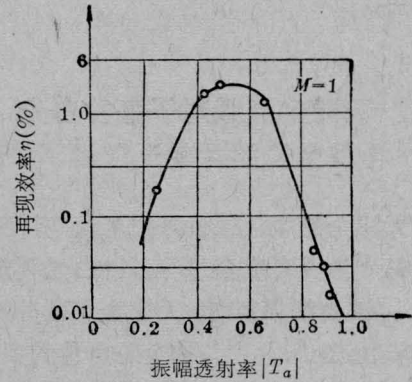


图 8 天津全息 I 型干版用于记录振幅型全息照片时 $|T_a|$ 与 η 的关系曲线

从图 8 可以看到, 曝光量落在 $|T_a| = 0.5$ (密度 $D=0.6$) 左右时, 具有最佳的衍射亮度。

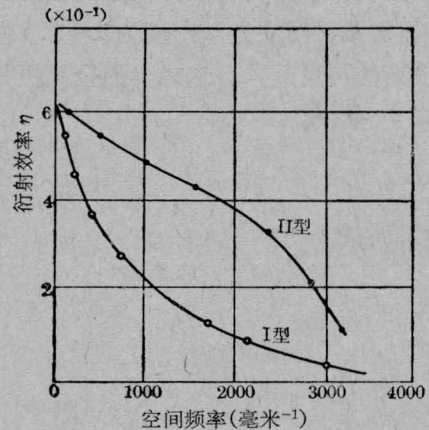


图 9 天津全息版的衍射效率与空间频率的关系 ($M=1, D19, 633$ 毫微米, 3 分钟, 20°C)

在 $|T_a|=0.5$ 的条件下,研究了天津全息版 I 型、II 型的衍射效率与空间频率的依赖关系,其结果如图 9 所示。

从研究所得曲线表明,当空间频率很低,接近于平面全息照片时,天津版的衍射效率在 6% 左右,与理论值相近。当空间频率在 1000(毫米⁻¹)以下时, I 型的衍射效率高于 2%,而 II 型的衍射效率则高于 4%,下降得较为缓慢。这一现象与感光层的颗粒度及记录时所用波长有关。天津全息版感光层的颗粒度约为 50 毫微米, II 型比 I 型应更细一些,因为这两种因素与调制传递特性密切相关。

三、天津全息版对于各种白光再现全息照片的适应性

用天津全息版记录过丹尼苏克型(反射全息)、虹全息及合成全息等各种白光再现全息照片。试验结果表明,天津全息版分辨率高,可以适应摄制上述各种全息照片的要求。对于丹尼苏克型全息照片,由于干涉面间距仅为 0.3 微米左右,处理过程中乳剂收缩的影响较大。由 633 毫微米波长记录,在绿光波段得到选择再现,这说明光栅常数变小。对于这种吸收型反射全息照片,为了得到最佳再现,在密度标准方面虽尚没有得出规律,但实践证明在光学密度为 1~1.5 左右可得最好的再现效果。这比一般全息照片的密度大 2~3 倍。

用天津全息版记录过虹全息及白光再现合成体积全息照片。记录波长 $\lambda=633$ 毫微米,空间频率 1500(毫米⁻¹)左右。由于干涉面间距比丹尼苏克型反射全息照片要大得多,乳剂的收缩量尚不致于使红光不能选择再现。故当用参考光

$$R_{\text{白}} = \int_{\lambda_{\text{红}}}^{\lambda_{\text{紫}}} R_0 \exp \left[-i \frac{2\pi}{\lambda} \sin \theta \right] d\lambda$$

来照明虹全息照片及合成全息照片时,再现现象的波长可以由红光到蓝光依次出现。

四、结 论

研究结果表明,天津激光全息 I 型、II 型干版的特性,可以达到一般全息记录的要求。感光灵敏度在达到振幅透射率 $|T_a|=0.5$ 时, I 型为 30(微焦耳/厘米²), II 型为 40(微焦耳/厘米²)。作为平面振幅型全息照片记录时,衍射效率可达 6% 左右,空间频率可达 3000 (1/毫米)。

参 考 文 献

- [1] J. C. Urbach, "Advances in Hologram Recording Materials", SPIE, Seminar Proceedings, Volume 25, p. 17.
- [2] E. Camatini, "Optical and Acoustical Holography", Plenum Press, New York-London, 1972, p. 151.
- [3] 王永昭, "全息照相", 《物理》, 1974 年, 第 3 卷, 第 1 期, p. 28.
- [4] H. J. Caulfield, The Applications of Holography Wiley-Interscience, A Division of John Wiley & Sons, 1970, p. 31.