

## 多次曝光散斑干涉法实现光学图像相减

荣海生 康辉

(南开大学物理系)

**提要.** 本文给出了利用重铬酸盐明胶全息干板可以多次曝光记录的特性, 实现散斑多次曝光图像相减的方法。这种方法简单方便, 且具有高质量的输出结果。实验与理论分析很好符合。

### Image subtraction based on multi-exposure speckle technique

Rong Haisheng, Kang Hui

(Department of Physics, Nankai University, Tianjin)

**Abstract:** The property of multi-exposure recording of dichromated gelatin (DCG) enabled us to practice the image subtraction based on multi-exposure speckle technique experimentally. The presented theoretical analyses are in good agreement with the experimental results.

### 一、引言

利用光学方法来检测两幅图片的差别, 即图像相减, 是光学信息处理技术中的一个重要组成部分。实现图像相减的方法已有很多种<sup>[1]</sup>, 每种方法都有其各自的特点。本文所提出的图像相减方法是对 Francon<sup>[2]</sup>所提出的散斑照相技术实现图像相减方法的重大改进。

Francon 方法虽简单实用, 但遗憾的是它所给出的结果往往满足不了较高的要求。因为在解码过程中滤波狭缝宽度的限制, 使输出结果的亮度和分辨率都很低。后来 Francon 本人又提出了一种改进的方法<sup>[3]</sup>, 即采用多次曝光进行编码记录, 这样在解码过程中滤波狭缝就可以相应加大, 从而输出

图像的亮度和分辨率都有所提高。然而, 由于通常所使用的银盐干板的动态范围有限, 曝光次数不能太多。等量曝光时, 最多可曝光 11 次, 按二项式系数规律曝光时最多只能 5 次<sup>[4]</sup>。由于曝光次数的限制, 实验结果没有更大的改进。一般人们为了得到好一点的实验结果常用三次曝光。而用银盐干板进行 5 次曝光就已经很困难了。本文利用重铬酸盐明胶板作为记录材料, 进行了多次曝光的图像相减实验。我们知道, 重铬酸盐明胶是一种很好的位相记录材料, 它因明胶的硬化程度不同而将曝光量的变化转化为厚度变化或折射率的变化。利用现代改进的处理工艺, 可使硬化明胶产生大的折射率变化, 从而引起较大的相移。这样, 重铬酸盐明胶就具有较大的动态范围, 可容许较多次的曝光。已

收稿日期: 1986年8月19日。

有实验证明<sup>[5]</sup>，利用重铬酸盐明胶记录多重全息元件，曝光次数可高达二、三十次。重铬酸盐明胶除允许较多次曝光性能之外，还具有分辨率高、吸收小、空间频率响应好、信噪比高的特点。其缺点是光谱响应范围窄，只对蓝紫光灵敏，其感光灵敏度也较银盐感光材料的低。不过这些缺点在某些场合下并不是主要的，比如在我们利用重铬酸盐明胶作为记录介质进行多次曝光的图像相减时就是如此。在我们的实验中，利用氩激光器作为光源，给出了几次曝光的实验结果。由于曝光次数的增加，输出结果的亮度和分辨率都有显著提高。

## 二、原 理

如图 1 所示，用平行激光束照明漫射屏  $D$ ， $A(x, y)$  和  $B(x, y)$  为两个有差别的图片，透镜将  $A$  或  $B$  成像于干板  $H$  上，该像具有散斑结构，散斑颗粒的大小决定于成像透镜的有效  $F$  数。先对  $A$  片成像曝光，然后将  $B$  放在  $A$  的位置（严格对准），微微平移干板架进行第二次曝光，两次曝光量相等。干板经显影处理后，由于对应两图像  $A$ 、 $B$  的共同部分都经过了两次曝光，这类散斑是成对的；而对应两图像的差别部分只经过了一次曝光，散斑是单一的。这样将处理后的干板放在变换系统的前焦面上，见图 2，则在谱面上得到的将是：相同部分的谱是杨氏条纹，而不同部分的谱是无规则分布。如果放置一滤波狭缝于杨氏条纹的暗纹位置，则在  $L_2$  的后焦面上将只有不同部分的像。

设散斑屏在像面  $x'y'$  上的无规则强度分布为  $\phi(x', y')$ ，两次曝光之间  $H$  的移动量为  $b$ ，系统的放大率为 1，参见图 1。

干板上的总曝光量可表达为

$$H \propto A(x', y')\phi(x', y') + B(x' - b, y')\phi(x' - b, y') = (A\phi) \otimes \delta(x', y')$$

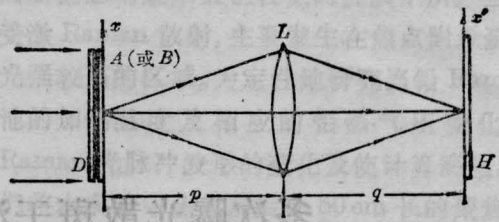


图 1

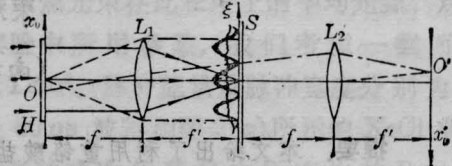


图 2

$$+ (B\phi) \otimes \delta(x' - b, y'), \quad (1)$$

令  $A(x', y') - B(x', y') = C(x', y')$ ,

则(1)式变为

$$H \propto (A\phi) \otimes [\delta(x', y') + \delta(x' - b, y')] - (C\phi) \otimes \delta(x' - b, y'). \quad (2)$$

写成对称形式即为

$$H \propto (A\phi) \otimes \left[ \delta\left(x' + \frac{b}{2}, y'\right) + \delta\left(x' - \frac{b}{2}, y'\right) \right] - (C\phi) \otimes \delta\left(x' - \frac{b}{2}, y'\right) \quad (3)$$

用重铬酸盐明胶干板记录。在线性记录条件下，所得负片的透过率为

$$\tau = \tau_0 \exp(iaH). \quad (\tau_0, a \text{ 为常数}) \quad (4)$$

在  $aH$  不太大的情况下，(4)式可写为

$$\tau = \tau_0 + ia\tau_0 H \quad (5)$$

由(3)、(5)式得，

$$\tau = \tau_0 + \tau' \left[ (A\phi) \otimes \left[ \delta\left(x' + \frac{b}{2}, y'\right) + \delta\left(x' - \frac{b}{2}, y'\right) \right] - \tau'(C\phi) \otimes \delta\left(x' - \frac{b}{2}, y'\right) \right], \quad (6)$$

$\tau'$  为一复常数。

将此负片放入图 2 所示系统的输入面上，则在谱面上得到的频谱分布为

$$\mathcal{F}[\tau] = \tau_0 \delta(\xi, \eta)$$

$$+ 2\tau' \mathcal{F}[A\phi] \cdot \cos(\pi\xi b) - \tau' \mathcal{F}[C\phi] \cdot \exp(j\pi\xi b)。(7)$$

可以看出, (7)式的第一项是频谱面中心的亮斑, 第二项是  $A$  与散斑分布  $\phi$  的乘积谱被一个余弦函数调制, 第三项即是两图像差别部分  $C$  与  $\phi$  的乘积的频谱乘以一个位相因子, 它分布在谱面上一个较大的区域。如果将滤波狭缝  $S$  加在谱面上余弦函数的零值处, 那么则只有第三项才有不为 0 的成份通过。

设滤波狭缝的宽度为  $w$ , 滤波函数为  $S(\xi, \eta)$ , 那么  $S(\xi, \eta)$  只有在  $w$  的宽度内为 1 而在其它各处均为 0。输出面上得到的振幅分布将是

$$E = \mathcal{F}^{-1}[\mathcal{F}(C\phi) \cdot e^{-i\pi\xi b} \cdot S(\xi, \eta)] \\ = (C\phi) \otimes \delta\left(x_0 - \frac{b}{2}, y_0\right) \otimes \mathcal{F}^{-1}[S(\xi, \eta)], \quad (8)$$

其中  $\mathcal{F}^{-1}[S(\xi, \eta)]$  实际上就是一个矩孔的傅里叶变换。所以当缝宽  $w$  比较大时,  $\mathcal{F}^{-1}[S(\xi, \eta)]$  趋近于一个  $\delta$  函数。这样输出面上得到的图像就是  $A$ 、 $B$  图像之差  $C$  与一个散斑场的乘积。由于散斑颗粒极小, 因而对像质影响不大。然而, 实际中出现的问题是  $w$  不可能很宽。 $w$  太宽时, 不仅差别部分的信息通过狭缝, 相同部分的谱也通过了狭缝。严格来讲, 余弦函数在 0 值处的斜率为 1, 因而要求必须很窄。这样  $\mathcal{F}^{-1}[S(\xi, \eta)]$  将变得很宽。卷积的结果使输出图像上散斑颗粒被拉长, 图像变得模糊。

采用多次曝光的办法可以解决上述问题。其方案是:

曝光次数	1	2	...	$\frac{N}{2} + 1$	$\frac{N}{2} + 2$	...	$N + 1$
干板位置	$-\frac{N}{2}b$	$-\left(\frac{N}{2} - 1\right)b$	...	0	$b$	...	
曝光量	$K$	$KOC_N^1$	$KOC_N^{N/2}$	$KOC_N^{N+1}$	...		
图片	$A$ 或 $B$	$A$	$A$	...	$B$	$A$	...

总曝光次数为  $N+1$ ,  $N$  为偶数。先对  $A$  进行曝光, 每曝光一次干板依次平移一段距离  $b$ , 每次的曝光量正比于二项式系数, 即第  $n$  次曝光的曝光量为  $KOC_N^{n-1}$ ,  $K$  为比例常数。在进行第  $\frac{N}{2} + 1$  次曝光时将  $A$  换为  $B$ , 第  $\frac{N}{2} + 2$  次时再换为  $A$  直到  $N+1$  次。

多次曝光后, 干板上的总曝光量为

$$H_m \propto (A\phi) \otimes \left[ OC_N^0 \delta\left(x' - \frac{b}{2}, y'\right) + OC_N^1 \delta\left(x' - \left(\frac{N}{2} - 1\right)b, y'\right) + \dots + OC_N^{N/2} \delta(x', y') + \dots + OC_N^N \delta\left(x' + \frac{N}{2}b, y'\right) - OC_N^{N/2} (C\phi) \otimes \delta(x', y') \right]。 \quad (9)$$

同样用重铬酸盐明胶板对此进行线性记录, 所得负片的透过率为

$$\tau_m = \tau_{m0} \exp(i a_m H_m)。 \quad (10)$$

(10)式可近似表示为

$$\tau_m = \tau_{m0} + i a_m \tau_{m0} H_m。 \quad (11)$$

将此负片放入图 2 所示系统的输入面上, 则在频谱面上所得的谱为

由 (9)、(11) 两式:

$$\mathcal{F}(\tau_m) = \tau'_m \mathcal{F}(A\phi) \cdot [OC_N^0 e^{-\pi N b \xi} + OC_N^1 e^{-\pi(N-1)b\xi} + \dots + OC_N^{N/2} + \dots + OC_N^N e^{\pi N b \xi}] + \tau_{m0} \delta(\xi, \eta) - \tau'_m \mathcal{F}(C\phi) \cdot OC_N^{N/2}, \quad (12)$$

$\tau'_m$  为常数。整理后得到:

$$\mathcal{F}(\tau_m) = \tau_{m0} \delta(\xi, \eta) + 2^N \tau'_m \mathcal{F}(A\phi) \cos^N(\pi\xi b) - OC_N^{N/2} \tau'_m \mathcal{F}(C\phi)。 \quad (13)$$

将 (13) 与 (7) 式比较可以看出, 它们是十分相似的。但所不同的是, (7) 式中的第二项是  $\mathcal{F}(A\phi)$  被余弦函数  $\cos(\pi b \xi)$  所调制, 而 (13) 式中  $\mathcal{F}(A\phi)$  是被  $\cos^N(\pi b \xi)$  所调制。由图 3 所给出的曲线可以很清楚地看到,  $\cos^N \varphi$  在零值附近曲线斜率为 0, 并且随着  $N$  值的

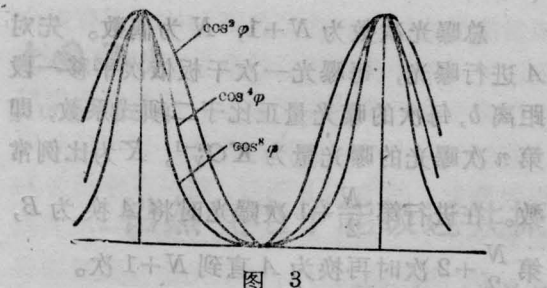


图 3

加大曲线在极小值附近变得更加扁平，这样就可以使用足够宽的滤波狭缝而不至于使相同部分的谱通过。由于滤波狭缝的加宽使得输出图像的分辨率大大提高，同时也使图像亮度增大提高了信噪比。我们的实验证实了以上结论。

### 三、实验结果

图 5(a) 和 (b) 分别为两次曝光和九次曝光的频谱。可见随曝光次数的增加暗纹宽度大大加宽。

实验光路如图 4 所示。Ar<sup>+</sup> 激光经扩束准直后照射在漫射屏 D 上，A 或 B 经 L 成像于干板 P 上，P 可在垂直于光轴的方向上作微小移动。

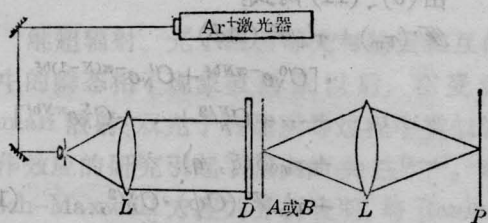


图 4

作为比较，我们分别用两次曝光和 9 次曝光作了同样两幅照片相减的结果。请见图 6，(a) 为原片，(b) 为两次曝光法减去 (a) 的下半部分后的结果。(c) 为 9 次曝光法所得的结果。可以很明显看出，(b) 图片分辨率较低，字母边缘显得很模糊，可以看到较大的散斑颗粒，并且难以减得很“干净”，应当减去的部分还保留一些。9 次曝光所得的结果质量大大提高，分辨率很高而且减法作得很彻底。

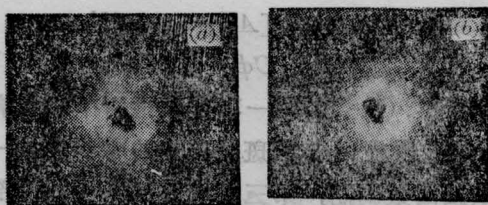


图 5



图 6



图 7

图 7 为具有一定灰度的两个图片相减的结果。(a)、(b) 为原片，(c) 为 (a) 减 (b) 的结果。从 (c) 中可看到，除应减出的差别部分“鹿”以外，还留有一点“鸡”和“狗”的边缘。这可能来自两个方面的原因：一是在互换 A、B 片时对准不是非常精确；第二种可能是在用相机拍照 (a)、(b) 片时，相机发生了移动，即原 (a)、(b) 片就有一点微小差别。

(下转第 133 页)

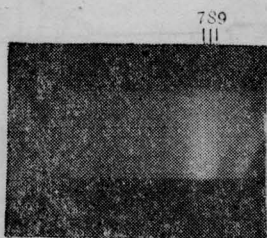


图 10 Co460-乙醇溶液输出的激光谱线  
7—435.8 nm, 8—434.7 nm, 9—433.8 nm

### 3.5 激光输出波形的观察

chl *a* 在蓝光区域输出的激光序列脉冲示波图如图 11 所示。根据 Roess-Lin 的谐振腔瞬变理论以及 Scott 等人<sup>[7]</sup>的实验结果可推得 chl *a* 输出激光的脉宽 < 6 ps, 但其脉宽的下限则受腔内光子寿命 ~1 ps 所限制。由照片还可看出序列脉冲中单个脉冲的数目

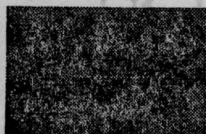


图 11. chl *a* 染料激光器输出激光的典型示波轨迹

(上接第 148 页)

## 四、结 论

理论分析和实验结果表明, 利用重铬酸盐明胶全息干板可以多次曝光记录的特性, 可以实现高质量的图像相减。同时这也是一种简单实用、方便可靠的方法。

本文作者感谢母国光教授所给予的指导和帮助。

(上接第 152 页)

而应包括所有因  $00^01 \rightarrow 10^00$  跃迁而引起其它振动能级, 如  $\text{CO}_2(00^0v)$  ( $v=1\sim4$ ) 粒子数变化对热弛豫的作用, 以及还包括电子碰撞弛豫速率。因此, 实际的  $\text{CO}_2(00^01)$  和  $(10^00)$  能级的寿命比热弛豫时间还要大一些。

比泵浦序列脉冲的脉冲数要少。

## 四、结 束 语

我们的实验表明, 适当选择 chl 分子的施主分子, 在合适的泵浦光功率和谐振腔条件下通过分子激发态之间能量的转移激发可以实现 chl 分子的蓝色激光发射。通过对 chl 分子的蓝色激光发射的研究也可以研究 chl 分子在蓝光区域的能级分布并为 chl 分子的光合作用提供有用信息。

## 参 考 文 献

- 1 Hindman J C *et al.* *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, 1977; **74** (1): 5
- 2 Hunt J E *et al.* *Chem. Phys.*, 1983; **82**: 413
- 3 de Wilton A C, Koningstein J A. *Chem. Phys. Lett.*, 1985; **114** (2): 161
- 4 刘一先 *et al.* 复旦学报(自然科学版), 1981; **20**(1): 82
- 5 刘一先 *et al.* 光学学报, 1986; **6** (1): 1
- 6 陈凌冰 *et al.* 中国激光, 1984; **11** (7): 396
- 7 Scott Gary W *et al.* *IEEE J. Quant. Electr.*, 1983; **QE-19** (4): 544

## 参 考 文 献

- 1 Ebersohn John F. *Optical Engineering*, 1975; **14**: 436
- 2 Francon M *et al.* *Opt. Commun.*, 1971; **4**: 172
- 3 Francon M. *Opt. Acta*, 1973; **20**: 1
- 4 黄德根等. 光学学报, 1984; **4**(2): 139
- 5 Smith H M *et al.* *Holographic Recording Materials*, Springe-Verlag, New York, 1977
- 6 Francon M. *Laser Speckle and Application in Optics*, Academic Press, New York, 1979

## 参 考 文 献

- 1 Aoki Tadashi *et al.* *Japan J. Appl. Phys.*, 1971; **10**, (3): 332-338
- 2 Shimizo Fumiko O *et al.* *Japan J. Appl. Phys.*, 1983; **22**(7): 1144-1151 48
- 3 归振兴 *et al.* 中国激光, 1988; **14**(7): 406
- 4 Kovacs M A *et al.* *Appl. Phys. Lett.*, 1966; **8**(5): 22