

两步广义相移干涉术的光学实验验证^{*}

孟祥锋^{1)†} 蔡履中^{2)‡} 王玉荣²⁾ 彭翔^{1)‡}

1) (深圳大学光电工程学院, 深圳 518060)

2) (山东大学光学系, 济南 250100)

(2008 年 8 月 1 日收到, 2008 年 9 月 12 日收到修改稿)

提出了一种基于两步广义相移干涉术的波前再现技术以及基于衍射场统计特性的未知相移值提取算法, 并且进行了光学实验验证. 该方法中可仅利用两幅干涉图及一次不需精确预设的未知相移, 参照物光光强和参考光光强, 即可通过计算提取真实的相移量, 进而恢复出物波波前复振幅, 而无需借助傅里叶谱分析或数字滤波等操作. 在光学实验中, 对借助于空间光调制器 (SLM) 的间接输入和三维漫反射物体直接输入两种情况进行了详细地研究, 得到的光学实验结果验证了所提方案的有效性和可行性.

关键词: 信息光学, 相移干涉术, 波前再现, 数字图像处理

PACC: 4225H, 4230K

1. 引 言

Yamaguchi 等于 1997 年将相移算法引入数字全息中, 利用相移干涉术 (PSI) 弥补了同轴和离轴数字全息的缺点和不足^[1]. 在相移干涉术中, 首先通过改变参考光 (一般为轴向平面波) 的相位对同一物波记录多幅干涉图, 然后利用不同的波前再现算法对干涉图数据进行计算, 可得到记录面上物波光场的复振幅分布^[2-8]. 相移干涉术作为一种有效的波前再现技术已经被广泛应用于干涉测量领域的各个方面, 如形貌测量、压力与应力检测、显微术、光学信息安全等.

实现相移的方法有很多种, 常见的有压电陶瓷 (PZT) 移相^[2]、移动衍射光栅^[3]、倾斜玻璃板^[4]、旋转半波片^[5]等. 传统的相移干涉术采用定步长标准相移算法, 即每步的相移量均为 $\pi/2$ 或 $2\pi/3$. 例如, 采用 $\pi/2$ 相移的三步、四步、五步一直到九步相移干涉术算法; 采用 $2\pi/3$ 相移的三步和八步相移干涉术算法等^[1,9]. 后来很多研究人员将其推广到等步长相移算法^[10,11], 即相移量不一定取 $\pi/2$ 或 $2\pi/3$ 这些特殊值, 但每步相移量仍需严格相等. 随后, Cai 等提出了

可以采用任意相移步长的广义相移干涉术 (GPSI)^[2,12-17], 所用相移量不仅可以是任意的, 而且一般来说可以是未知的, 能够通过适当的盲取算法提取.

为了简化干涉图记录次数及过程, 有研究者还探讨了仅采用两幅干涉图 (或全息图) 再现波前的可能性. 例如, Chen 等针对两幅全息图, 采用一种估计算法来实现物波场再现^[18], 然而, 该算法需要借助于傅里叶频谱分析和处理技术才能实现. 最近, 我们提出了一种两步广义相移干涉术^[19,20], 它只需一个相移值和两幅干涉图, 而且该相移值可以是 $(0, \pi)$ 区间的任意值. 根据我们基于干涉场的统计特性所发展的相移盲取算法, 借助于物光和参考光光强, 可以提取出未知相移值, 然后利用两步广义相移干涉术波前恢复算法可以恢复出记录平面及原始物面的物光复振幅场分布. 该方法不需要借助傅里叶频谱分析或数字滤波等手段, 为波前再现领域提供了一种更加方便、有效的途径.

为了验证两步广义相移干涉术在实用中的可行性, 本文分别对利用空间光调制器 (SLM) 间接物体输入及三维漫反射物体直接输入两种情况进行了一系列实验研究, 证实了我们所提算法的正确性和有

^{*} 国家自然科学基金 (批准号 60775021, 60777008), 中国博士后科学基金, 深圳市科技计划非共识技术创新项目 (批准号 200734) 和中科院微系统与信息技术研究所资助的课题.

[†] E-mail: xfmeng@szu.edu.cn

[‡] E-mail: lzcai@sdu.edu.cn

[‡] E-mail: xpeng@szu.edu.cn

效性. 以下我们将首先介绍两步广义相移干涉术的原理和相移盲取算法, 然后对光学实验及其结果给予较详细的阐述和讨论, 最后给出结论.

2. 两步广义相移干涉术

设原始物面为 (x_0, y_0) , 记录平面为 (x, y) , 二者距离为 z , 原始物波经菲涅耳衍射后在记录平面的复振幅分布为 $U(x, y) = A_0(x, y) \exp[i\varphi(x, y)]$, $A_0(x, y)$ 和 $\varphi(x, y)$ 分别表示其实振幅和相位分布. 取与记录平面垂直的轴向平面波为参考波, 其复振幅可以表示为 $R(x, y) = A_r(x, y) \exp(i\delta_j)$ ($j = 1, 2$), $A_r(x, y)$ 和 δ_j 分别表示其实振幅和相位, 其中 δ_j 为一常数, $A_r(x, y)$ 理论上也应为常数, 但实际实验中可能有微小的空间变化. 实验中, $A_0(x, y)$ 和 $A_r(x, y)$ 可分别取物光光强 $I_0(x, y)$ 和参考光光强 $I_r(x, y)$ 的平方根. 对两次曝光的情况, 为简单起见, 可设 $\delta_1 = 0, \delta_2 = \delta$ ($0 < \delta < \pi$), 则第一幅和第二幅干涉图的光强分布分别为^[12, 19, 20]

$$I_1(x, y) = A_0^2(x, y) + A_r^2(x, y) + 2A_0(x, y)A_r(x, y)\cos\varphi(x, y), \quad (1)$$

$$I_2(x, y) = A_0^2(x, y) + A_r^2(x, y) + 2A_0(x, y)A_r(x, y)\cos[\varphi(x, y) - \delta] = A_0^2(x, y) + A_r^2(x, y) + 2A_0(x, y) \times A_r(x, y) [\cos\varphi(x, y)\cos\delta + \sin\varphi(x, y)\sin\delta], \quad (2)$$

令 $a(x, y) = I_0 + I_r = A_0^2(x, y) + A_r^2(x, y)$, 由以上两式可得

$$A_0(x, y)\cos\varphi(x, y) = \frac{I_1(x, y) - a(x, y)}{2A_r(x, y)}, \quad (3)$$

$$A_0(x, y)\sin\varphi(x, y) = \frac{I_2(x, y) - I_1(x, y)\cos\delta - (1 - \cos\delta)a(x, y)}{2A_r(x, y)\sin\delta}, \quad (4)$$

利用关系 $\cos^2\varphi(x, y) + \sin^2\varphi(x, y) = 1$ 以及 (3)(4) 两式, 可以得到

$$\left(\frac{I_1 - a}{2A_0A_r}\right)^2 + \left(\frac{I_2 - I_1\cos\delta - (1 - \cos\delta)a}{2A_0A_r\sin\delta}\right)^2 = 1. \quad (5)$$

将 (5) 式展开, 可以得到方程

$$b^2\cos^2\delta - 2(I_1 - a)(I_2 - a)\cos\delta$$

$$+ (I_1 - a)^2 + (I_2 - a)^2 - b^2 = 0, \quad (6)$$

其中 $b = 2A_0A_r$. 为了表示方便, 引入变量

$$p = b^2, \\ q = -2(I_1 - a)(I_2 - a), \\ r = (I_1 - a) + (I_2 - a)^2 - b^2, \quad (7)$$

这里 $\langle \cdot \rangle$ 表示对整幅图像的所有像素取平均值操作, 通过解方程 (6), 可以得到未知相移值

$$\delta = \cos^{-1}\left(\frac{-q \pm \sqrt{q^2 - 4pr}}{2p}\right). \quad (8)$$

利用两幅干涉图的强度 $I_1(x, y)$ 和 $I_2(x, y)$, 并借助于记录的物光光强 $I_0(x, y)$ 和参考光光强 $I_r(x, y)$, 可由 (7)(8) 两式计算相移量 δ . 另一方面, 由 (3)(4) 两式可得到^[19, 20]

$$U(x, y) = A_0(x, y)\exp[i\varphi(x, y)] = A_0(x, y)\cos\varphi(x, y) + iA_0(x, y)\sin\varphi(x, y) = \frac{I_1 - a}{2A_r} + i\frac{I_2 - I_1\cos\delta - (1 - \cos\delta)a}{2A_r\sin\delta}. \quad (9)$$

这样, 把正确提取的相移值 δ 及测得的 I_1, I_2, I_0, I_r 各量代入上式, 即可恢复记录平面物波场复振幅 $U(x, y)$. 若进而对 $U(x, y)$ 进行逆菲涅尔变换 (IFT), 可以得到原始物面上的物波复振幅场.

值得注意的是, 相移值提取的 (8) 式中有两个解, 为了确定哪一个解是正确的相移量, 我们构造和引入一个总误差函数 ΔE ^[19, 20],

$$\Delta E = |I_1 - I_0 - I_r - 2A_0A_r\cos\varphi| + |I_2 - I_0 - I_r - 2A_0A_r\cos(\varphi - \delta)|, \quad (10)$$

其中 $||$ 表示取绝对值操作. 针对 (8) 式中的两个解 δ , 借助于记录的光强 I_0, I_r, I_1 及 I_2 , 通过 (9) 式可计算恢复记录面物波复振幅场并提取其相位分布 $\varphi(x, y)$. 然后再把 $I_1, I_2, A_0(\sqrt{I_0}), A_r(\sqrt{I_r}), \delta$ 和 φ 代入到 (10) 式中, 计算相应的总误差 ΔE . 显然, (8) 式的两个相移值解 δ 将会导致两个相应的总误差值 ΔE , 而小的 ΔE 对应的 δ 即为正确的相移量.

虽然提出的两步广义相移干涉术在相移值盲取和波前重建上需要借助于物光和参考光光强, 然而, 与干涉图的记录相比, 在光学实验上记录物光和参考光光强要容易和简便许多. 只需用光阑挡住参考光, 用 CCD 就可以直接记录物光光强; 同样, 挡住物光后即可记录参考光光强. 而干涉图的记录需要移动 PZT 来产生相移, 而 PZT 的每次移相都可能引入

相移器误差,从而影响测量结果的精度.

3. 光学实验验证

为了测试上述两步广义相移干涉术及相移值盲取算法的有效性,本文进行了一系列光学实验.值得指出的是,不仅实际的三维漫反射物体可以作为直接输入物,空间光调制器也可以放置在光路的物面上,用于物体的间接输入^[21],此时计算机中的图像信息(二值或灰度图像)可以被转换和投影到空间光调制器上.以下将针对这两种情况分别进行讨论和分析.

3.1. 通过空间光调制器间接输入物体

通过空间光调制器间接输入物体时的光路示意图如图 1 所示. He-Ne 激光器(20 mW, $\lambda = 632.8$ nm)产生的一束线偏振光通过反射镜 M_1 反射后,被一个分束器 BS_1 分成两束光:物光和参考光.物光被反射镜 M_2 反射、透镜 L_{01} 聚焦、针孔 PH_1 空间滤波后,再通过准直镜 L_1 准直成平面波.在准直镜 L_1 后适当的距离处放置空间光调制器 SLM,计算机 PC_1 将数字图像投影、输出到空间光调制器上.与物光相似,参考光经过固定在微位移器(PZT, PI 公司,德国,微位移量由计算机 PC_2 控制)上的反射镜反射后,被透镜 L_{02} 聚焦、针孔 PH_2 空间滤波,再被准直镜 L_2 准直成平面波,最后经过分束器 BS_2 与物光波叠加干涉形成干涉场,干涉图被一个 Quantix :1602E CCD 相机(1024 × 1536 像素,像素间隔 $\Delta x = \Delta y = 9 \mu\text{m}$, Photometrics 公司,美国,具体参数和操作由计算机 PC_3 控制)记录. A_1 和 A_2 是两个用于控制光强的衰减器, D_1 和 D_2 是两个调节光束尺寸的光阑.

通过空间光调制器间接输入物体时,其光学实验装置的数码照片如图 2. 计算机 PC_1 上的一幅数字图像(二值或灰度图像)被投影到空间光调制器(XGA2L, CRL Opto, 1024 × 768)上, CCD 记录的物光光强、参考光光强以及干涉图的尺寸均取为 768 × 768 像素,曝光干涉时预设的相移量为 1.5708 rad. 物体平面 (x_0, y_0) 和记录平面 (x, y) 之间的距离 $z = 221.7$ mm, 根据采样定理^[22, 23], 物面 (x_0, y_0) 上的像素间隔 $(\Delta x_0, \Delta y_0)$ 可以表示为

$$\Delta x_0 = \frac{\lambda z}{M \Delta x}, \Delta y_0 = \frac{\lambda z}{N \Delta y}, \quad (11)$$

M 和 N 分别表示记录面图像水平和垂直方向的像素数.代入上述参数到(11)式计算后,可知 $\Delta x_0 =$

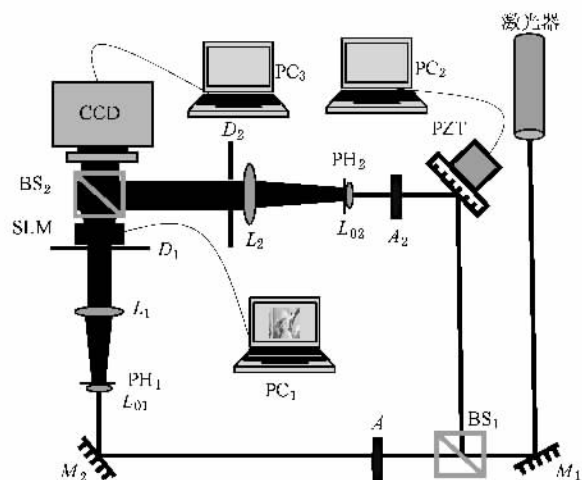


图 1 通过空间光调制器间接输入物体时的光路示意图(Laser 为激光器, M 为反射镜, BS 为分束器, L 为透镜, SLM 为空间光调制器, PH 为针孔, PC 为计算机, PZT 为微位移器, A 为衰减器, D 为光阑)

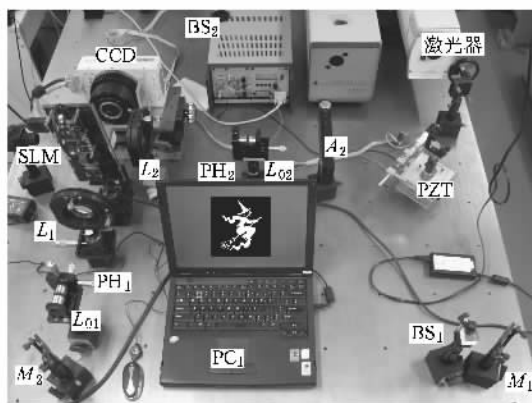


图 2 通过空间光调制器间接输入物体时光学实验装置的数码照片

$$\Delta y_0 = 20.3 \mu\text{m}.$$

首先验证间接输入二值图像的情况.待输入的原二值图像如图 3(a)所示,光阑 D_2 遮挡参考光后,用 CCD 记录物光光强 I_0 ,如图 3(b),同样用光阑 D_1 遮挡物光后记录的参考光光强 I_r ,如图 3(c).然后将两个光阑 D_1 和 D_2 移开,在 PZT 产生相移前后各曝光一次,用 CCD 记录两幅干涉图 I_1 和 I_2 ,分别如图 3(d)和(e)所示.把所有相关数据代入(8)式后计算出的相移量分别为 1.5582 rad 和 1.7342 rad,将此二值代入(10)式计算得到的总误差 ΔE 分别为 0.028 和 0.078,因此,因此选取 1.5582 rad 为正确的相移值.由该值经过(9)式计算出记录平面 (x, y) 的复振幅场,然后对其进行逆菲涅尔变换(IFT)即可

得到物面 (x_0, y_0) 上的复振幅分布,取其实振幅后进行归一化,再现出的二值图像如图 $\chi(f)$ 。由于光学

实验中存在各种实际误差,再现二值图像的边缘稍有瑕疵,但再现的结果仍比较满意。

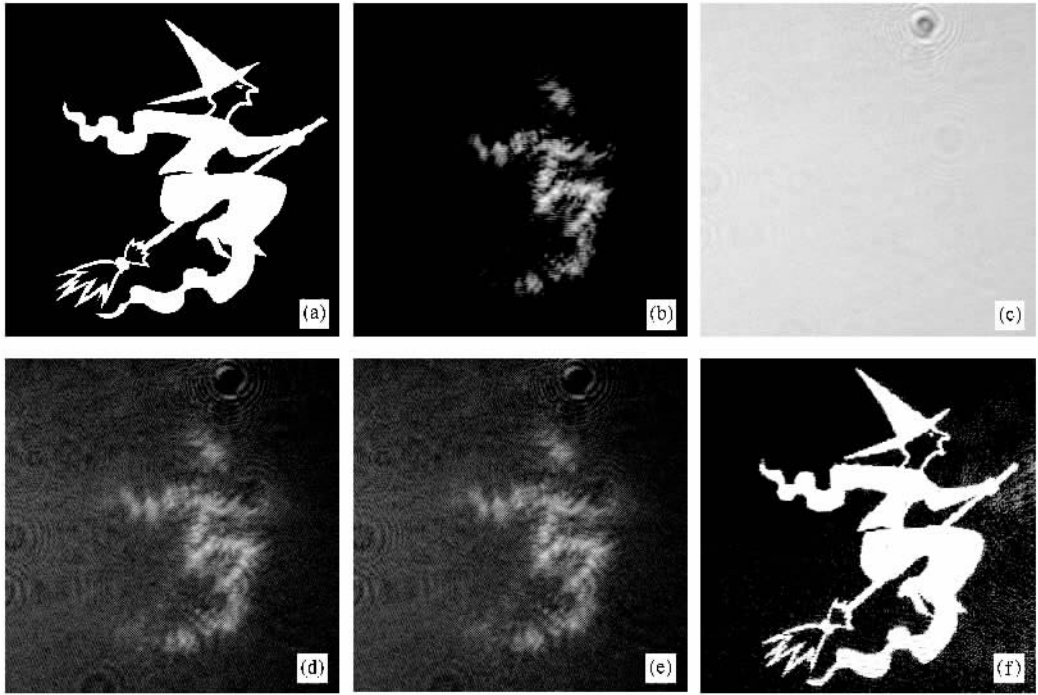


图 3 通过空间光调制器间接输入二值图像时的光学实验结果 (a)原始输入的二值图像 (b)CCD 记录的物光光强 I_0 (c)CCD 记录的参考光光强 I_r (d)干涉图 I_1 (e)干涉图 I_2 (f)原始物面的再现结果

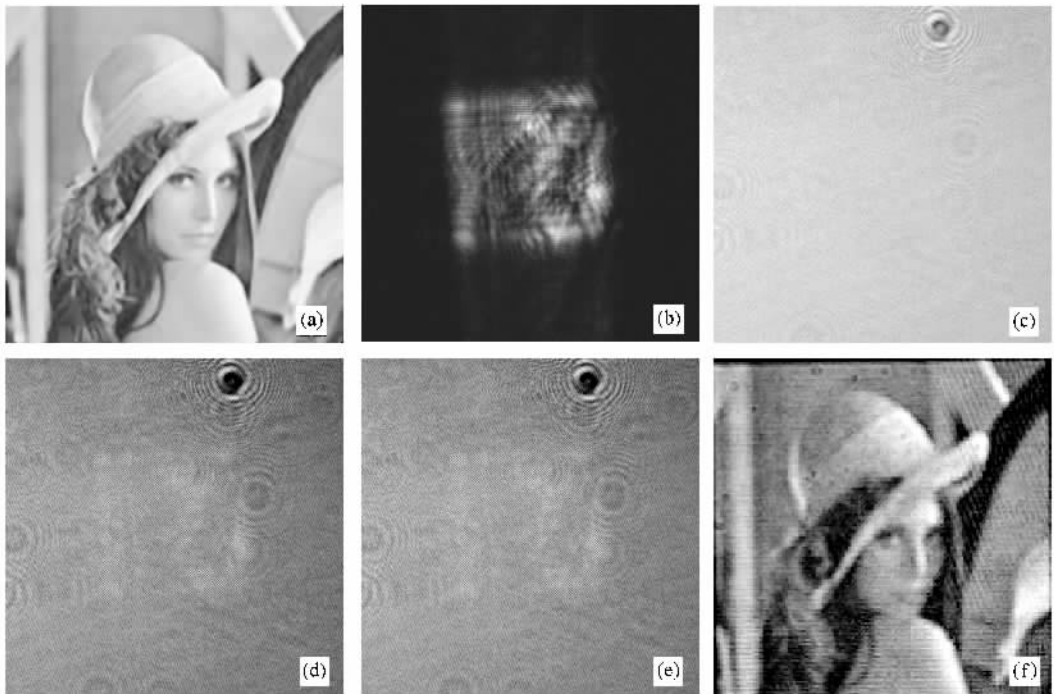


图 4 通过空间光调制器间接输入灰度图像时的光学实验结果 (a)原始输入的灰度图像 (b)-(e) CCD 记录的物光光强 I_0 、参考光光强 I_r 、干涉图 I_1 和 I_2 (f)原始物面的再现结果

其次验证和分析间接输入灰度图像时的情况. 待输入的原灰度图像(lena)如图 4 (a)所示 ,与输入二值图像时的情况类似 ,CCD 记录的物光光强 I_0 、参考光光强 I_r 、干涉图 I_1 和 I_2 分别如图 4 (b)—(e)所示. 计算抽取的两个相移值分别为 1.5567 rad 和 1.7685 rad ,对应的总误差 ΔE 分别为 0.032 和 0.084 ,因此选取 1.5567 rad 为正确相移值. 利用此相移值依次经过记录面复振幅恢复、逆菲涅尔变换、实振幅提取并归一化后 ,再现出的灰度图像如图 4 (f). 由于灰度图像细节较多 ,恢复后的图像存在噪声和瑕疵 ,但再现结果仍能成功地验证两步广义相移干涉术的有效性. 值得指出的是 ,如果采用更高性能的空间光调制器 ,再现灰度图像的质量将可以大大提高.

3.2. 直接输入三维漫反射物体

实验中采用一个三维漫反射物体(卡通磁狗的头部)作为直接输入物体 ,光路示意图如图 5 所示.

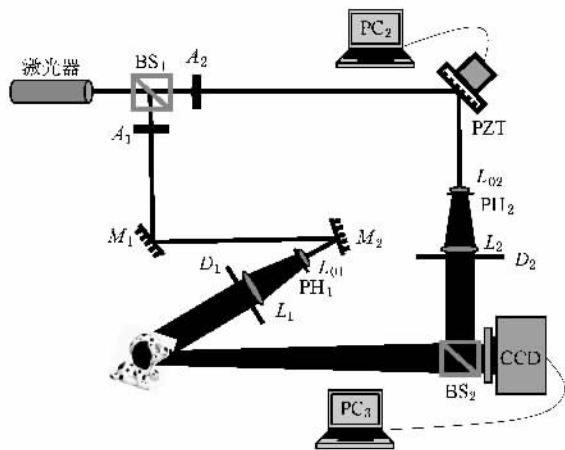


图 5 直接输入三维漫反射物体时的光路示意图

与间接输入物体时的光路类似 ,一束线偏振光通过分束器 BS_1 后分成两束光 :物光和参考光. 物光和参考光分别经过反射、聚焦、针孔空间滤波、准直镜准直后形成两束平面波 ,照射在三维物体上漫反射后

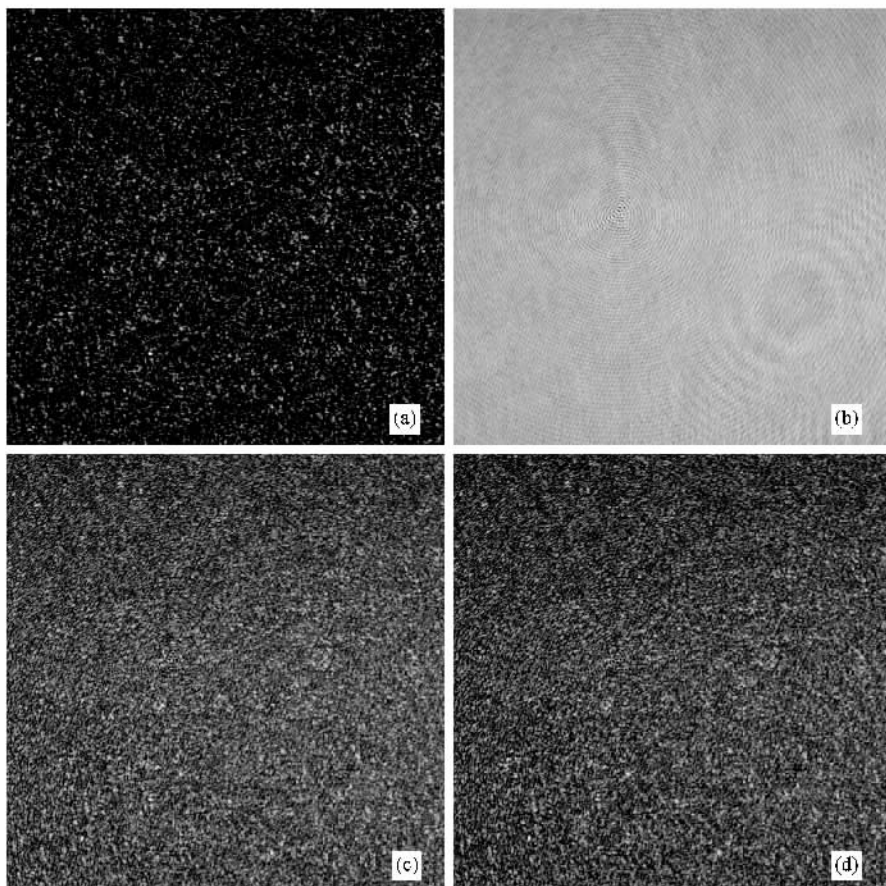


图 6 直接输入三维漫反射物体时 CCD 记录的光强分布 (a)物光光强 I_0 ; (b)参考光光强 I_r ; (c)干涉图 I_1 ; (d)干涉图 I_2

的物光波与参考光波在记录平面上发生干涉. 相移量由微位移器 PZT 产生, 干涉光强由 CCD 相机记录. 曝光干涉时预设的相移量为 0.5 rad . CCD 记录的所有光强图像的尺寸均取 768×768 像素, 物面 (x_0, y_0) 与记录平面 (x, y) 之间的距离 $z = 505.7 \text{ mm}$. 经 (11) 式计算后, 物面 (x_0, y_0) 上的像素间隔 $\Delta x_0 = \Delta y_0 = 46.3 \mu\text{m}$.

CCD 记录的物光光强 I_0 、参考光光强 I_r 、干涉图 I_1 和 I_2 分别如图 (a)–(d) 所示. 经 (8) 式计算后的相移值分别为 0.49625 rad 和 1.7179 rad . 由 (10) 式计算后对应的总误差 ΔE 分别为 0.025 和 0.073 , 因此, 选取 0.49625 rad 为正确提取出的相移值. 与间接物体输入的情况类似, 所有相关数据依次经过两步广义相移干涉算法、逆菲涅尔变换、实振幅提取并归一化后, 再现后的三维漫反射物体如图 7 所示. 不难看出, 恢复结果的轮廓和细节可以很好分辨, 两步广义相移干涉术可以成功再现三维漫反射物体.

4. 结 论

本文提出了一种两步广义相移干涉术, 它将传统相移干涉术中需要三幅以上干涉图减少到理论上最少的两幅干涉图, 而且曝光时的相移量不需精确预知, 而可以通过基于统计平均特性的盲取算法提

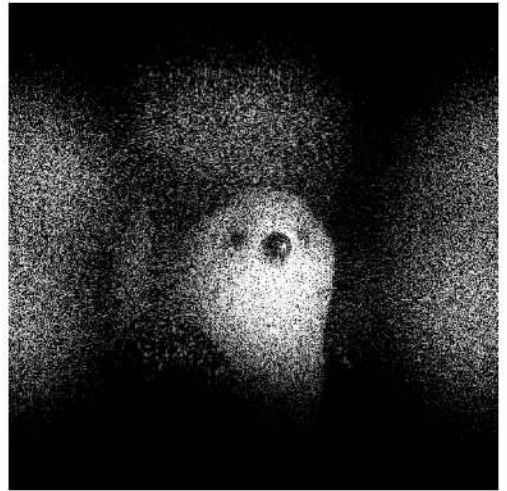


图 7 直接输入三维漫反射物体时的光学实验再现结果

取. 对于通过空间光调制器的数字图像间接输入和三维漫反射物体直接输入两种情况, 分别进行了光学实验和较详细的讨论和分析. 实验结果证实了我们提出的两步广义相移干涉术的有效性和可行性. 它可以成功地实现二维和三维物光场再现, 而且不需要精确预设的相移值以及辅助的傅里叶频谱分析和数字滤波等操作, 因此更为方便和实用. 在实际光学实验中可能存在多种误差源, 它们会对测量精度产生不同程度的影响. 探索在实际工作中相移值的最佳设计, 继续改进和完善已有盲取算法, 提高测量精度是我们今后需要研究解决的课题.

- [1] Yamaguchi I, Zhang T 1997 *Opt. Lett.* **22** 1268
- [2] Cai L Z, Liu Q, Yang X L 2004 *Opt. Lett.* **24** 183
- [3] Hettwer A, Kranz J, Schwider J 2000 *Opt. Eng.* **39** 960
- [4] Paturski K, Styk A, Bruno L, Szwaykowski P 2006 *Opt. Express* **14** 5232
- [5] Tajahuerce E, Matoba O, Verrall S C, Javidi B 2000 *Opt. Express* **39** 2313
- [6] Luo Z Y, Yang L F, Chen Y C 2005 *Acta. Phys. Sin.* **54** 3051 (in Chinese) [罗志勇、杨丽峰、陈永昌 2005 物理学报 **54** 3051]
- [7] Guo H W, Yu Y J, Chen M Y 2007 *J. Opt. Soc. Am. A* **24** 25
- [8] Guo H W, Zhao Z, Chen M Y 2007 *Opt. Laser Eng.* **45** 281
- [9] Chen X, Gramaglia M, Yeazell J A 2000 *Appl. Opt.* **39** 585
- [10] Schwider J, Burow R, Ellsner K E, Grzanna J, Spolaczyk R, Merkel K 1983 *Appl. Opt.* **22** 3421
- [11] Stoilov G, Dragostinov T 1999 *Opt. Laser Eng.* **28** 61
- [12] Cai L Z, Liu Q, Yang X L, Wang Y R 2003 *Opt. Lett.* **28** 1808
- [13] Xu X F, Cai L Z, Meng X F, Dong G Y, Shen X X 2006 *Opt. Lett.* **31** 1966
- [14] Xu X F, Cai L Z, Wang Y R, Meng X F, Sun W J, Zhang H, Cheng X C, Dong G Y, Shen X X 2008 *Opt. Lett.* **33** 776
- [15] Xu X F, Cai L Z, Wang Y R, Meng X F, Zhang H, Dong G Y, Shen X X 2007 *Opt. Commun.* **273** 54
- [16] Xu X F, Cai L Z, Wang Y R, Meng X F, Cheng X X, Zhang H, Dong G Y, Shen X X 2008 *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **10** 085008
- [17] Xu X F, Cai L Z, Wang Y R, Meng X F, Zhang H, Cheng X X, Dong G Y, Shen X X 2008 *J. Mod. Opt.* **55** 1291
- [18] Chen G L, Lin C Y, Yau H F, Kuo M K, Chang C C 2007 *Opt. Express* **15** 11601
- [19] Meng X F, Cai L Z, Xu X F, Yang X L, Shen X X, Dong G Y, Wang Y R 2006 *Opt. Lett.* **31** 1414
- [20] Xu X F, Cai L Z, Wang Y R, Yang X L, Meng X F, Dong G Y, Shen X X, Zhang H 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 121124
- [21] Bitou Y 2003 *Opt. Lett.* **28** 2576
- [22] Schnars U, Jüptner W P O 2002 *Meas. Sci. Technol.* **13** R85
- [23] Peng X, Cui Z, Tan T 2002 *Opt. Commun.* **212** 235

Optical experimental verification of two-step generalized phase-shifting interferometry^{*}

Meng Xiang-Feng^{1)†} Cai Lü-Zhong^{2)‡} Wang Yu-Rong²⁾ Peng Xiang^{1)≡}

1) (College of Optoelectronics Engineering , Shenzhen University , Shenzhen 518060 , China)

2) (Department of Optics , Shandong University , Jinan 250100 , China)

(Received 1 August 2008 ; Revised manuscript received 12 September 2008)

Abstract

A wavefront reconstruction technique by two-step generalized phase-shifting interferometry (GPSI) is proposed and verified by optical experiments. According to the statistical characters of the diffractive field, a blind extraction algorithm is developed, by which the unknown phase shift value in interferometry can be successfully extracted. The proposed method can retrieve the real amplitude of object wave field by using two interferograms, the recorded object and reference wave intensities, and an extracted phase shift, without the assistance of additional Fourier spectrum analysis or digital filtering. In optical experiments, the feasibility of this method for both the indirect object (digital images cast on a spatial light modulator, SLM) and the direct three-dimensional diffused object inputs has been discussed and investigated in detail, and the experimental results have convincingly verified the usefulness and effectiveness of this scheme in practice.

Keywords : information optics , phase-shifting interferometry , wavefront reconstruction , digital image processing

PACC : 4225H , 4230K

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60775021 , 60777008) , the China Postdoctoral Science Funded Project , the Shenzhen Program for Science and Technology (Grant No. 200734) , and Shanghai Institute of Microsystem and Information Technology .

[†] E-mail : xfmeng@szu.edu.cn

[‡] E-mail : lzcai@sdu.edu.cn

[≡] E-mail : xpeng@szu.edu.cn