

基于液晶空间光调制器的全息显示

夏军 常琛亮 雷威

Holographic display based on liquid crystal spatial light modulator

Xia Jun Chang Chen-Liang Lei Wei

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 124213 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.124213

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.124213>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I12>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

数字显微全息重建图像的景深扩展研究

Study on extending the depth of field in reconstructed image for a micro digital hologram

物理学报.2015, 64(11): 114209 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.114209>

基于数字全息图的光纤折射率测量研究

Refractive Index Measurement Research for Optical Fiber Based on Digital Hologram

物理学报.2015, 64(6): 064204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.064204>

一种液晶透镜盒间隙的测试方法

A measurement method of cell gap for liquid crystal lens

物理学报.2013, 62(17): 174210 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.174210>

低压驱动液晶透镜设计的研究

A design of liquid crystal lens with low voltage driving

物理学报.2013, 62(16): 164212 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.164212>

基于人眼视觉的集成成像三维显示分辨率的比较

Comparison of the resolutions of integral imaging three-dimensional display based on human vision

物理学报.2012, 61(8): 084212 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.084212>

专题: 液晶光学及应用

基于液晶空间光调制器的全息显示*

夏军† 常琛亮 雷威

(东南大学电子科学与工程学院, 南京 210096)

(2015年1月19日收到; 2015年3月24日收到修改稿)

在传统的纯相位全息显示系统中, 一般基于快速傅里叶变换 (FFT) 算法来计算相位全息图, 在 FFT 的计算中需要遵循 Nyquist 采样定理, 因此, 重建图像的尺寸往往受限于空间光调制器的固定采样率. 这个限制可以通过卷积算法或者两步菲涅耳衍射算法来解决, 但是需要使用多个 FFT 的计算, 导致计算量增大. 鉴于此, 提出了一种基于透镜的纯相位全息图计算方法. 在全息图的计算中, 通过透镜的成像原理建立一个采样率可变的虚拟全息面, 通过调节相应的距离参数使得在全息图的计算中可以任意调节原始图像的采样率, 摆脱了传统方法中液晶空间光调制器带宽积对重建图像尺寸的限制, 并且这种算法只需使用一次 FFT 就能达到变采样率的衍射计算, 大幅提高了全息图的计算速度. 数值模拟及光学实验结果证明了此方法可以在全息显示光学系统中清晰地重建不同尺寸的图像. 同时该系统可以有效地消除由空间光调制器的像素化结构带来的零级衍射.

关键词: 液晶空间光调制器, 全息显示, 计算机全息图**PACS:** 42.79.Kr, 42.40.-i, 42.40.Jv**DOI:** 10.7498/aps.64.124213

1 引言

进入 21 世纪以来, 三维显示技术迅速成为一大热门研究领域, 在众多的三维显示技术中, 全息技术可以完整地记录和再现物体的三维信息, 因此被公认为未来实现真正三维显示的理想技术. 随着计算机技术和光电器件的快速发展, 可以通过计算机模拟光在空间中的衍射来计算生成全息图, 由此生成的数字全息图可以加载到空间光调制器等设备上实现对光的调节, 从而在空间中重建出三维物体^[1,2]. 因此, 目前全息显示的实现主要依赖于空间光调制器设备和全息图的计算. 当前用于全息显示领域的主流空间光调制器主要是液晶材料的相位型空间光调制器, 这是因为相位型调制具有很高的衍射效率^[3], 理论上相位型调制对光的衍射效率可以达到百分之百. 此外, 对于液晶空间光调制器

的相位调制特性也是一个重要的研究方向. 例如, 郑华东等^[4]根据实际测量得到的曲线, 建立了新的灰度与相位映射关系的查找表, 对相位全息图进行重新编码, 来提高重建的质量.

在全息图的计算过程中, 最关键的是采用数值算法计算光从物体到全息面的菲涅耳衍射传播. 菲涅耳衍射积分的计算可以简化为采用快速傅里叶变换 (FFT) 算法来加速计算^[5], 可以大幅提高菲涅耳衍射的计算速度. 通过这种方法得到的全息图称为菲涅耳全息图. 然而, 在基于 FFT 的菲涅耳衍射计算中, 由于物平面和全息面之间遵循 Nyquist 采样定理, 因此, 对于确定的全息面的像素采样率, 物平面的采样率是固定的, 即重建物体的大小尺寸是固定的. 为了能够实现重建物体的缩放功能, 研究者们开发出了很多不同的算法. 一种方法是采用卷积算法来计算菲涅耳衍射^[6-8], 在卷积算法中, 全息面和物平面的采样率可以任意确定, 不受

* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2013CB328803)、国家自然科学基金 (批准号: 61372030, 91333118)、国家高技术研究发展计划 (批准号: 2012AA03A302, 2013AA013904) 和江苏省普通高校研究生科研创新计划 (批准号: CXZZ11_0152) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: xiajun@seu.edu.cn

Nyquist 采样定理的限制, 但是此方法需要采用三次 FFT 计算. 另一种方法是采用两步菲涅耳衍射计算方法 [9,10], 即在物平面和全息面之间建立一个虚拟的中间平面, 这样先从物平面计算一次菲涅耳衍射到中间平面, 再从中间平面计算第二次菲涅耳衍射到全息面, 虽然每次菲涅耳衍射的计算中仍然需要满足 Nyquist 定理, 但是物平面和全息面不再有直接的联系, 通过中间平面的过渡来实现物平面和全息面采样率的自由选择. 但是这种方法要计算两次菲涅耳衍射, 包括计算两次 FFT 以及多次的二次相位因子相乘.

本文提出了一种基于透镜的全息图计算方法, 通过透镜成像的原理建立一个虚拟全息面来解决全息图计算中 Nyquist 采样定理对尺寸的限制. 通过这种计算方法, 可以在固定的距离上实现物体的不同尺寸的重建, 并且这种计算方法最大的优势是只需要计算一次 FFT, 相比于传统的方法提高了全息图的计算速度.

2 基于透镜系统的变采样率全息图计算理论

2.1 变采样率菲涅耳衍射

基于透镜的全息显示系统如图 1 所示, 图中 dx 为全息面的空间采样率, dv 为位于透镜和物平面之间的虚拟全息面的空间采样率, du 为物平面的空间采样率, 全息面到物平面的重建距离为 z . 在这个系统中我们定义三个距离, 分别为全息面到透镜的距离 d_1 , 透镜到虚拟全息面的距离 d_2 以及虚拟全息面到物平面的距离 d_3 , 并且满足 $d_1 + d_2 + d_3 = z$. 透镜的焦距为 f . 虚拟全息面和全息面的位置满足透镜成像公式, 即 $1/d_1 + 1/d_2 = 1/f$. 从虚拟全息面到物平面之间为空间的菲涅耳衍射传播.

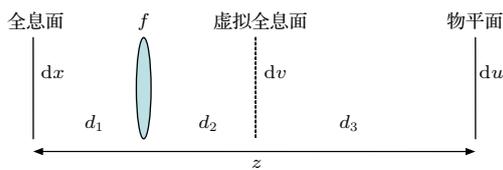


图 1 基于透镜的变采样率全息显示系统示意图

Fig. 1. Schematic diagram of variable sampling holographic display system with lens.

在此基础上可以建立全息面和物平面之间的光场传播公式. 令全息面的光场复振幅分布为 $f(x)$, 虚拟全息面的光场分布为 $f(v)$, 物平面的光场分布为 $f(u)$. 我们从全息面开始进行分析. 首先, 由于虚拟全息面和全息面之间满足透镜成像理论, 那么虚拟全息面和全息面之间的光场分布相差一个二次相位因子, 表示为

$$f(v) = f(x) \exp \left[\frac{i\pi(d_1 + d_2)x^2}{\lambda d_2^2} \right], \quad (1)$$

其中, i 为虚数单位, λ 为光的波长. 同时由于透镜的缩放作用, 光场 $f(v)$ 的采样率 dv 与光场 $f(x)$ 的采样率之间满足

$$\frac{dv}{dx} = \frac{d_2}{d_1}. \quad (2)$$

这表明, 在虚拟全息面上, 光场的强度与全息面光场强度是一样的, 只是空间采样率发生了变化. 因此, 当全息面的采样率固定时, 通过调节 d_1 和 d_2 的距离可以改变虚拟全息面上的采样率, 相当于把原来的全息面经透镜的缩放映射到了一个采样率可变的、位置可变的虚拟全息面上. 接下来虚拟全息面到物平面的传播可以用菲涅耳衍射来进行计算, 计算公式为

$$\begin{aligned} f(u) &= \int f(v) \exp \left(\frac{i\pi v^2}{\lambda d_3} + \frac{i\pi u^2}{\lambda d_3} - \frac{i2\pi uv}{\lambda d_3} \right) dv \\ &= \exp \left(\frac{i\pi u^2}{\lambda d_3} \right) \text{FFT} \left(f(v) \frac{i\pi v^2}{\lambda d_3} \right), \end{aligned} \quad (3)$$

其中, d_3 为衍射距离, 符号 FFT 表示快速傅里叶变换算法. 在采用 FFT 算法进行计算的过程中, 虚拟全息面和物平面的采样率将遵循 Nyquist 采样公式 $Ndvdu = \lambda d_3$, 其中 N 表示总的采样点的数目. 根据上述两个步骤, 结合起来即可以得到全息面到物平面的传播公式. 把 (1) 式代入到 (3) 式可以得到

$$\begin{aligned} f(u) &= \exp \left(\frac{i\pi u^2}{\lambda d_3} \right) \text{FFT} \left\{ f(x) \right. \\ &\quad \left. \times \exp \left[\frac{i\pi(d_1 + d_2)x^2}{\lambda d_2^2} \right] \exp \left(\frac{i\pi d_2^2 x^2}{\lambda d_1^2 d_3} \right) \right\}. \end{aligned} \quad (4)$$

对 (4) 式具体计算时需要确定其中的参数, 我们的目的是可以实现一个变采样率的计算, 即全息面的采样率 dx 和物平面的采样率 du 可以任意选取 (已知). 那么根据全息显示系统中已知的物体重建距离 z 和透镜的焦距 f , 可以得到如下方程组:

$$\frac{1}{d_1} + \frac{1}{d_2} = \frac{1}{f},$$

$$\begin{aligned}
 Ndvdu &= \lambda d_3, \\
 dvd_1 &= dx d_2, \\
 d_1 + d_2 + d_3 &= z.
 \end{aligned}
 \quad (5)$$

对方程组(5)进行求解之后,就可得到四个未知数 d_1, d_2, d_3 和虚拟全息面的采样率 dv ,然后便可以利用(4)式计算全息面到物平面之间的传播.此计算的特点为全息面和物平面的采样率可以任意选取,不受采样定理的限制,我们称之为变采样率的菲涅耳衍射计算.从上面的分析中可以看出,变采样率计算的实现实际上就是通过改变图1系统中 d_1, d_2, d_3 的距离来实现采样率的可调节,此系统本质上可以看成是一个分数阶傅里叶变换系统^[11].需要指出的是,在此方法中我们固定了透镜的焦距,因此通过移动透镜来实现在固定距离的平面上投影不同采样率的重建图像.此外,还可以利用可变焦距的透镜来实现同样的想法,对于可变焦距的透镜,在方程组(5)中,距离 d_1 可以选为固定值,而焦距 f 则变成了未知数,因此透镜的位置可以固定不变.

2.2 相位全息图的计算

(4)式确定了从全息面到物平面的光场传播函数.我们采用经典的Gerchberg-Saxton(GS)迭代算法进行相位全息图的计算^[12].假设需要重建的一个二维图像位于物平面上,对其施加一个随机相位因子后根据(4)式的逆计算传播至全息面,在全息面上,保留其相位因子,用单位振幅分布来替代原有的振幅,得到一个新的纯相位分布,再采用(4)式计算回到物平面上,在物平面上,保留其相位因子,用目标图像的振幅来代替原有的振幅,至此完成一个迭代过程.这一过程不断重复直至达到一定的迭代次数或者物平面的振幅与目标图像的振幅接近为止.最终我们只取全息面上的相位因子作为需要的相位全息图.

2.3 空间光调制器的伽马校正

相位全息图需要进一步根据相位值和256阶灰度值的线性关系来编码成灰度图,才能加载到相位空间光调制器上进行显示.然而由于所用的空间光调制器本身的伽马曲线所决定的灰度与相位信息是非线性关系,并且相位调制范围超过了 2π ,由此重建所成的图像与理想情况有一定的偏差,造

成图像质量下降.我们对此进行了相应的矫正,生成了新的灰度值与所对应的电压值的关系,把新的对应关系加载到空间光调制器中,通过补偿使得输入的灰度值与最终所调节的相位值满足线性关系.图2所示为进行伽马矫正前后的相位全息图重建的对比.图2(a)为矫正前的重建图像,图2(b)为矫正之后的重建图像.可以看到经过矫正之后图像在清晰度和对比度上都有了很大的提高.

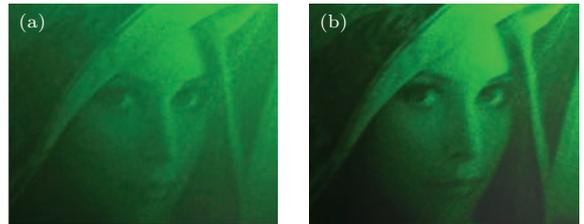


图2 伽马校正前后的重建图像对比

Fig. 2. Comparison of reconstructed images before and after applying the Gamma correction.

3 数值模拟及计算速度分析

首先通过数值模拟来验证所提出的变采样率衍射计算方法.采用 1024×1024 分辨率的二维Lena图像作为想要重建的物体,由于目前的全息显示系统中所用的液晶空间光调制器的采样率是固定的,因此在计算中我们令全息面的采样率保持不变,其采样率 $dx = 8 \mu\text{m}$.从全息面到物平面的重建距离 $z = 0.5 \text{ m}$,所用透镜的焦距 $f = 0.3 \text{ m}$.物平面的采样率取 $40\text{--}80 \mu\text{m}$ 之间,每隔 $8 \mu\text{m}$ 取一个值.采用上述描述的GS迭代算法来计算相位型全息图,然后对每张全息图进行数值重建,采用基于卷积算法的菲涅耳衍射数值计算来对全息图进行重建,其特点是重建平面的采样率可以任意选取,具体计算过程可参见文献^[6].我们设定重建平面的采样率为 $80 \mu\text{m}$,把六张全息图都通过基于卷积算法的菲涅耳衍射计算重建在尺寸为 $80 \mu\text{m} \times 1024$ 的平面上,这样就可以体现出在之前计算全息图时Lena图采样率的不同(即尺寸不同).不同采样率的原图在这个固定尺寸的平面上重建时就会有不同的大小.数值重建结果如图3所示,图中的六张图代表的实际尺寸都为 $80 \mu\text{m} \times 1024$,而红色数字则代表Lena图在计算时的采样率.通过模拟结果可以看到不同采样率的原图得到了重建,证明我们成功地计算了不同采样率的物体的全息图.



图3 基于变采样率全息图算法的数值重建

Fig. 3. Simulation reconstructions from phase-only computer generated hologram based on our method.

下面分析本文提出的变采样率菲涅耳衍射算法对于全息图计算速度的影响. 传统的变采样率算法主要有卷积法和两步菲涅耳衍射法, 这两种算法都可以实现变采样率的菲涅耳衍射计算. 但是, 卷积法的数值计算中需要使用三个FFT算法, 并且为了避免频谱混叠需要对原始图像进行两倍填充, 这样就增加了计算的数据量, 从而增加了计算时间. 而两步菲涅耳衍射计算中, 从物平面到虚拟全息面以及从虚拟全息面到全息面都要分别进行菲涅耳衍射的计算, 而一个菲涅耳衍射的数值计算包括一个FFT计算和两个二次相位因子相乘的计算, 因此在两步菲涅耳衍射法中需要计算两次FFT以及四次的二次相位因子相乘. 在本文方法中, 由于只从物平面到虚拟全息面计算一次菲涅耳衍射, 而从虚拟全息面到全息面的计算只是乘以一个二次相位因子, 因此整个过程只计算一次FFT和三次二次相位因子相乘. 因此相比于传统的方法, 本文提出的变采样率算法可以通过减少FFT和二次相位因子乘法的计算次数从而提高计算速度. 我们对不同的方法的计算时间进行了比较, 结果如图4所示. 在测试计算中, 物平面和全息面的分辨率从 1000×1000 到 2000×2000 , 每次间隔 100×100 . 然后分别采用不同的算法计算物平面到全息面的衍射传播. 图4(a)所示为本文提出的方法所用的时

间与两步菲涅耳衍射算法所用时间的比值, 图4(b)为本文提出的方法与卷积算法所用时间的比值. 可

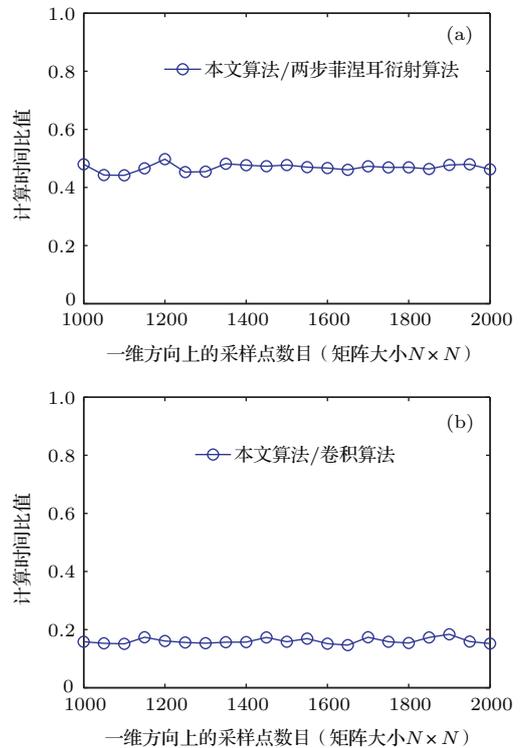


图4 全息图计算时间比较 (a)与两步菲涅耳衍射算法的比较; (b)与卷积算法的比较

Fig. 4. Comparison results of hologram calculation time: (a) comparison with double-step Fresnel algorithm; (b) comparison with convolution algorithm.

以看到, 本文算法所用的计算时间是两步菲涅耳衍射算法所用时间的一半左右, 而与卷积法相比, 本文算法所用的时间甚至只有卷积算法的20%, 可见本文算法大幅提高了全息图的计算速度.

4 光学实验与分析

下面我们对基于变采样率菲涅耳衍射计算得到的相位全息图进行光学重建. 图5为光学重建的系统示意图. 激光器发出的单色光经过准直系统被准直成平面波, 然后照射到液晶空间光调制器上, 空间光调制器根据我们计算得到的相位全息图来对每个像素的入射光进行相应的相位调制, 经过调制的光波再通过透镜系统后重建到固定距离的成像平面上. 需要特别说明的是, 在这个系统中由空间光调制器造成的零级衍射(零级波)通过透镜后在其后焦平面上会聚成一个小亮点, 因此我们在这个平面上放置一个滤波片来阻挡掉零级波, 滤波片即一个透明胶片, 上面有一个不透光的小黑点, 因此在这个平面上零级波会聚形成的亮点被不透光的小黑点阻挡掉, 而其他光波则通过透明胶片在后方的平面上重建成像^[13].

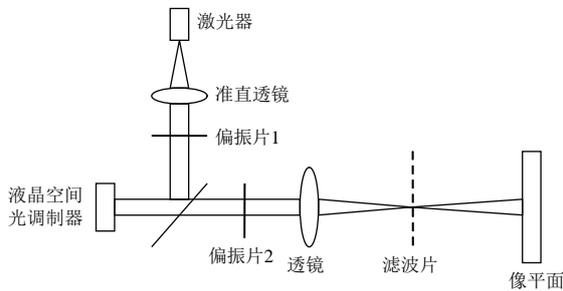


图5 光学重建实验系统示意图

Fig. 5. Diagram of optical experiment system.

具体的实验光路结构如图6所示, 我们所用的液晶相位空间光调制器型号为Holoeye Pluto 反射式空间光调制器, 激光器发出的光经过准直系统后被准直成平面波, 通过偏振片变为偏振光, 然后放置一个分光棱镜对光的入射和出射方向进行控制. 相位全息图通过计算机被加载到空间光调制器中对入射光进行相应的相位调制, 经过调制的光通过透镜和滤波片后在空间中进行重建, 在重建平面上可以放置一个接收屏幕来观察重建图像. 透镜前的偏振片放在这里有两个目的: 一是可以通过旋转偏振片来控制重建图像的亮度调节, 使亮度达到适合

人眼的观看或者相机感光的程度; 二是可以进一步分离我们需要的全息图衍射光和一些其他的杂散光, 提高重建图像的对比度. 由于单张纯相位全息图的重建图像存在严重的散斑现象, 因此我们采用高速轮流显示20张相位全息图的方法来消除散斑噪音^[14]. 当像平面上的20个重建图像处于高速刷新状态时, 由于人眼的视觉暂留效应, 可以减小散斑效果对图像质量的影响.

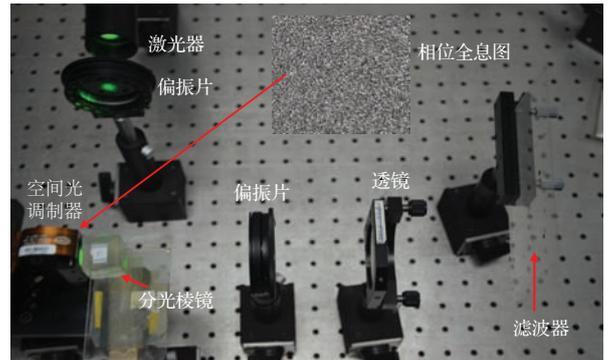


图6 全息显示光学实验系统

Fig. 6. Optical setup for holographic display.

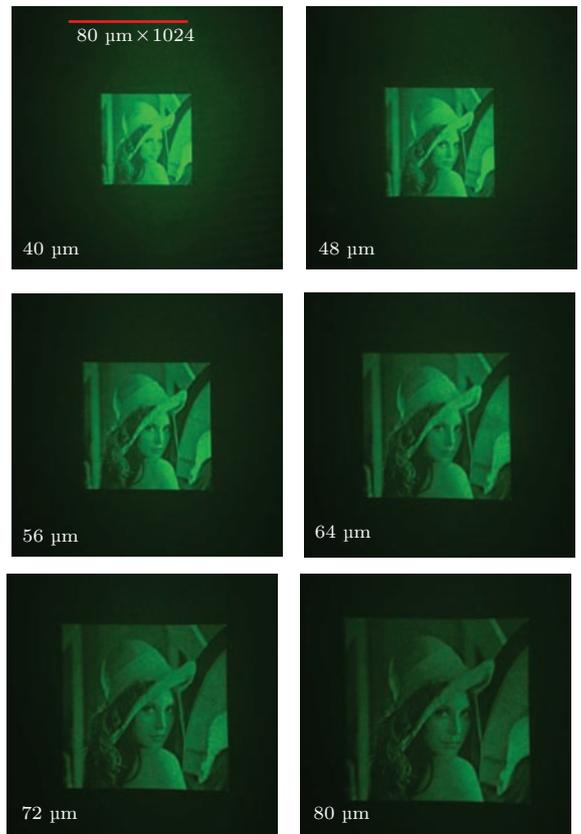


图7 变采样率全息显示光学重建结果

Fig. 7. Optical reconstructions for scaled holographic display.

光学重建结果如图 7 所示. 六张图片的尺寸大小是一样的, 每张图中的红色数字为原始 Lena 图像的采样率, 在第一张图片中红色实线作为标尺, 其长度代表的实际尺寸为 $80 \mu\text{m} \times 1024$ (即最大的 Lena 图的尺寸). 从图 7 可以看到, 不同尺寸的 Lena 图像清晰地重建在固定距离的平面上, 由于零级衍射被滤掉, 因此重建图像中没有零级波的影响, 从而证明了本文提出的变采样率菲涅耳衍射全息图计算方法的可行性. 这里需要说明的是, 由于重建图像整个区域的总能量是不变的, 因此图像尺寸从小到大的过程中, 随着图像面积的增大, 可以明显地看到图像在逐渐变暗.

5 结 论

本文提出了一种基于液晶空间光调制器的全息显示系统中全息图的计算方法, 通过利用透镜的成像原理建立虚拟全息面, 从而利用虚拟全息面的计算来实现全息面和物平面的采样率可调节作用. 相比于传统的变采样率计算方法, 本方法只需要一次 FFT 计算, 从而大幅提高了计算速度. 利用空间光调制器高速刷新显示多张全息图可以有效地消除重建中散斑噪声对图像质量的影响. 实验结果证明了利用本文算法计算得到的相位全息图可以在空间中固定距离的平面上清晰地重建不同尺寸的图像. 本文所提出的方法可简化相位型空间光调制器全息缩放对象的重建环节, 显著缩短相位分布的计算时间, 对基于液晶空间光调制器的全息显示系

统中的重建物体缩放调节有重要的应用意义.

参考文献

- [1] Xia J, Yin H 2009 *Opt. Eng.* **48** 020502
- [2] Haist T, Schonleber M, Tiziani H J 1997 *Opt. Commun.* **140** 299
- [3] Yu Y J, Wang T, Zheng H D 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 3154 (in Chinese) [于瀛洁, 王涛, 郑华东 2009 物理学报 **58** 3154]
- [4] Zheng H D, Yu Y J, Dai L M, Wang T 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 6145 (in Chinese) [郑华东, 于瀛洁, 代林茂, 王涛 2010 物理学报 **59** 6145]
- [5] Shimobaba T, Weng J, Sakurai T, Okada N, Nishitsuji T, Takada N, Shiraki A, Masuda N, Ito T 2012 *Comput. Phys. Commun.* **183** 1124
- [6] Muffoletto R P, Tyler J M, Tohline J E 2007 *Opt. Express* **15** 5631
- [7] Shimobaba T, Kakue T, Okada N, Oikawa M, Yamaguchi Y, Ito T 2013 *J. Opt.* **15** 075302
- [8] Shimobaba T, Makowski M, Kakue T, Oikawa M, Okada N, Endo Y, Hirayama R, Ito T 2013 *Opt. Express* **21** 25285
- [9] Zhang F, Yamaguchi I, Yaroslavsky L P 2004 *Opt. Lett.* **29** 1668
- [10] Okada N, Shimobaba T, Ichihashi Y, Oi R, Yamamoto K, Oikawa M, Kakue T, Masuda N, Ito T 2013 *Opt. Express* **21** 9192
- [11] Chang C, Xia J, Lei W 2012 *Opt. Commun.* **285** 24
- [12] Gerchberg R W, Saxton W O 1972 *Optik* **35** 237
- [13] Zhang H, Xie J H, Liu J, Wang Y T 2009 *Appl. Opt.* **48** 5834
- [14] Makowski M, Ducin I, Kakarenko K, Suszek J, Sypek M, Kolodziejczyk A 2012 *Opt. Express* **20** 25130

SPECIAL ISSUE — Liquid crystal photonics and applications

Holographic display based on liquid crystal spatial light modulator*

Xia Jun[†] Chang Chen-Liang Lei Wei*(School of Electronic Science and Engineering, Southeast University, Nanjing 210096, China)*

(Received 19 January 2015; revised manuscript received 24 March 2015)

Abstract

In conventional phase-only holographic display, the phase-only computer generated hologram is usually calculated based on the fast Fourier transform (FFT) algorithm, in which the Nyquist theory should be satisfied. However, due to the pixel structure of the liquid crystal spatial light modulator and a fixed spatial sampling rate, the size of the reconstructed image is limited by the space-bandwidth product of the liquid crystal phase modulator. The traditional solution is to use convolution algorithm or double-step Fresnel diffraction algorithm to calculate the Fresnel hologram, but FFT has to be calculated many times in both of the methods, thereby increasing the burden of hologram computation. Therefore, in this paper we propose a method to calculate the phase-only hologram based on setting a virtual hologram plane. This virtual hologram plane is set based on the principle of lens imaging. So the calculation of the hologram can be divided into two steps: the first step is to calculate the Fresnel diffraction from the object plane to the virtual hologram plane, and the second step is to calculate the hologram from the virtual hologram plane by being multiplied with a quadratic phase term. In this way, the hologram can be calculated from the original object with any sampling rate we need by adjusting the corresponding parameters of distance. By this method one can calculate the Fresnel diffraction between hologram plane and object plane with variable sampling rates, without considering the space-bandwidth product of the liquid crystal phase modulator, and this algorithm uses only one FFT calculation, which can speed up the calculation of hologram compared with the convolution based method (using three FFTs in calculation) and the double-step Fresnel method (using two FFTs in calculation). Both the computer simulation and the optical experiments demonstrate that the object can be reconstructed with different sizes in the holographic display system. In the optical experiment, the zero-order diffraction can be removed by placing a filter on the back focal plane of the imaging lens and the speckle noise can also be eliminated in order to improve the reconstruction quality by displaying multiple phase-only holograms at a high speed. The proposed method in this paper shows a potential application in zoom-able liquid crystal spatial light modulator based holographic display system.

Keywords: liquid crystal spatial light modulator, holographic display, computer generated hologram**PACS:** 42.79.Kr, 42.40.-i, 42.40.Jv**DOI:** 10.7498/aps.64.124213

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2013CB328803), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61372030, 91333118), the National High Technology Research and Development Program of China (Grant Nos. 2012AA03A302, 2013AA013904), and the Innovation Project of Jiangsu Graduate Education, China (Grant No. CXZZ11_0152).

[†] Corresponding author. E-mail: xiajun@seu.edu.cn