

# 多模光纤束产生的散斑场全息照相

孙远坤 杜吉 张以谟 郭守勤 冯和生  
(天津大学精密仪器工程系) (北京玻璃研究所)

## 提 要

本文在分析相干光激励下多模光纤束的辐射特性的基础上,提出了以多模光纤束产生的激光散斑场作为物体照明光波和参考光波的散斑场全息照相理论和实验技术,给出了与理论相一致的实验结果,同时也讨论了散斑全息照相在全息干涉计量中的应用。

关键词: 振幅全息图; 多模光纤。

## 一、引 言

在全息照相和全息干涉系统中,应用低损耗的单根光导纤维或非相关光导纤维束来传导激光束以提供物体照明光波和参考光波<sup>[1~3]</sup>,或用相关光导纤维束把物体信息光波、甚至把全息干涉条纹传输至全息记录平面上<sup>[4,5]</sup>,这样的系统可称之为光纤全息照相系统。与普通的光学全息照相系统相比,它具有三个主要优点:1.使全息照相系统中的光学元件数目大大地减少,甚至可以不用一个光学透镜或反射镜调整方便,操作简单灵活性大。2.可用于对处在危险环境中、封闭系统中或远离光源或记录干板的物体进行全息记录和分析,可以脱离全息防震台。

在相干光激励的情况下,单根多模光纤和多模光纤束的输出光场可以看作是一个准均匀单色散斑场<sup>[6]</sup>。因此,用非相关多模光纤束传导激光束以提供物体照明光波,或用相关多模光纤束把物体信息光波传输至全息记录干板<sup>[7]</sup>,在被记录的物体光波中将出现空间结构不均匀的散斑场。B. Ya. Zel'dovich 等人研究了这类全息照片的再现理论问题<sup>[8~10]</sup>。而当用多模光纤束产生的散斑场既作为物体照明光波又作为参考光波,那就将涉及到全息图记录的物体光波和参考光波中均出现空间结构不均匀的散斑场全息照相问题。本文以一根分叉多模光纤束在激光激励下产生的散斑场作为物体照明光波和参考光波的散斑场全息照相为例,在 B. Ya. Zel'dovich 理论上,提出散斑场全息照相理论,实验技术和相应的实验结果,同时也扼要地讨论了这种全息照相的应用。

## 二、相干光激励下多模光纤的辐射特性

在相干光激励下,在一根多模光纤中传播的许多模式之间是有联系的,如果模式  $m$  和模式  $n$  之间的时间延迟差满足下式:

$$|t_m - t_n| < t_0 \quad (1)$$

收稿日期: 1987年2月23日; 收到修改稿日期: 1987年4月24日

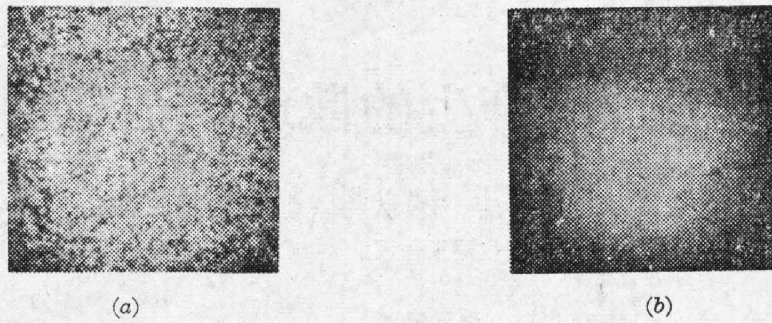


Fig. 1 Laser speckle-fields emitted from  
(a) single multimode fiber; (b) multimode fiber-optic bundle

式中  $t_c$  为激励光源的相干时间, 则两者是相干的, 干涉结果使光纤的输出为激光散斑[见图 1(a)]。若:

$$|t_m - t_n| > t_{c0} \quad (2)$$

则两者是不相干的。

多模光纤传输的模式愈多, 激励光源的相干时间越长, 光纤的色散越小, 则参与干涉的模式就越多, 散斑场的分布就越均匀, 这样的光场可以看成是一个准均匀单色散斑场。该光场的电矢量可以表示为光纤中传输的  $n$  个导模的迭加, 设电场  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$  在垂直于光纤轴  $z$  方向上是偏振的。在弱波导条件下  $\left[\Delta = \frac{(n_1 - n_2)}{n_1} \ll 1, n_1 \text{ 和 } n_2 \text{ 分别为多模光纤芯和包层折射率}\right]$ 。则  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$  可表示为:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \sum_{m=1}^n a_m e_m(x, y) \exp[j\Phi(t - \tau_m z) + j(\omega_c t - \beta_m z)] \quad (3)$$

式中,  $a_m$  表示和光纤耦合有关的展开系数,  $e_m$  表示模式  $m$  的空间分布,  $\beta_m$  和  $\tau_m$  分别表示传播常数和单位长度内第  $m$  个模式的群延迟。

由多模光纤无规则密集排列而成的非相干光纤束, 在相干光激励下, 其输出比单根多模光纤的输出光场分布复杂得多<sup>[11]</sup>。因为在光纤束中, 只要其中一根光纤被激励起一个传输模式, 那么它附近的光纤中也将激励出相应的传输模式。这样, 由  $Q$  根多模光纤组成的光纤束中, 总的模式个数就是单根孤立光纤导模数的  $Q$  倍。多模光纤束中, 众多模式的相干迭加, 其输出光场同样也是一个散斑场, 与单根孤立多模光纤相比, 前者的散斑分布比后者更均匀[见图 1(b)]。多模光纤束的输出光场可表示如下:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \sum_{i=1}^Q \sum_{m=1}^n a_{mi} e_{mi}(x, y) \exp[j\Phi(t - \tau_{mi} z) + j(\omega_c t - \beta_{mi} z)] \quad (4)$$

与激励光源的空间相干性相比较, 它的空间相干性下降一个因子:  $\exp(-\Delta\omega|\tau|)$ <sup>[12]</sup>。其中  $\Delta\omega$  是激励光源的频谱带宽,  $|\tau|$  为两重迭波前的相对时间延迟。

从 N. Takai 等人的分析中, 我们可以推知和在相干光激励下单根多模光纤产生的散斑场一样, 多模光纤束产生的散斑场也是平稳的, 具有零平均值的圆形高斯散斑场, 尽管它的相位因子取决于空间坐标。在满足(1)式条件, 且光纤束输入、输出端固定的条件下, 其输出场的空间相干性是保持的。本文实验证明了这一点。另外激励光源连续的波面被许多散斑所代替。

多模光纤束产生的散斑场的时间相干性,在满足(1)式的情况下,准确地说,当激励光源的带宽  $\Delta\omega$  和多模光纤束中导模之间的最大延时差  $\Delta t$  满足<sup>[13]</sup>:

$$\Delta\omega \cdot \Delta t \ll 2\pi_0 \quad (5)$$

或

$$\Delta\omega \left[ \frac{Ln_1}{c} \left( \frac{n_1}{n_2} - 1 \right) \right] \ll 2\pi_0 \quad (6)$$

式中  $L$  为光纤长度,  $c$  为真空中光速。在这种情况下,与激励光源的时间相干性一致。

圆型芯径的多模光纤是减偏振的<sup>[14]</sup>,这是由于在输入为线偏振光时,多模光纤各导模之间能量随机耦合的结果。它导致多模光纤束辐射场中各个散斑的偏振态为随机分布的。实验给出:线偏振光耦合到长 1.8 m 的多模光纤束中,其输出光偏振度为 5% 左右,可见它的偏振态接近于自然光,这将使干涉条纹对比度下降<sup>[15]</sup>。

### 三、多模光纤束产生的散斑场全息照相理论

现在,从理论上研究(4)式表示的多模光纤束散斑场作为全息照相的物光和参考光时的散斑照像理论。为了方便起见,参考光和物光的散斑场电矢量表示为  $A(\mathbf{R})\exp(i\mathbf{k}_A \cdot \mathbf{R})$  和  $B(\mathbf{R})\exp(i\mathbf{k}_B \cdot \mathbf{R})$ ,振幅  $A(\mathbf{R})$  和  $B(\mathbf{R})$  皆为空间坐标的慢变函数, $\mathbf{k}_A$  和  $\mathbf{k}_B$  分别为和参考光和物光波散斑场的中心方向相对应的传播矢量。这样,干板的曝光强度为:

$$I = |A(\mathbf{R})|^2 + |B(\mathbf{R})|^2 + A(\mathbf{R})B^*(\mathbf{R})\exp[i(\mathbf{k}_A - \mathbf{k}_B) \cdot \mathbf{R}] + A^*(\mathbf{R})B(\mathbf{R})\exp[-i(\mathbf{k}_A - \mathbf{k}_B) \cdot \mathbf{R}] \quad (7)$$

实验中我们采用高衍射效率的全息 I 型干板,乳剂层厚约为  $10 \mu\text{m}$ ,在参考光和物光的散斑场中心方向夹角大于  $20^\circ$  时,记录的全息底片可以看成是一种薄全息图。经处理后的干板的介电系数的变化可以描述为:

$$s(\mathbf{R}) = \epsilon_0 + \gamma_1[|A(\mathbf{R})|^2 + |B(\mathbf{R})|^2] + \gamma_2\{A(\mathbf{R})B^*(\mathbf{R})\exp[i(\mathbf{k}_A - \mathbf{k}_B) \cdot \mathbf{R}] + A^*(\mathbf{R})B(\mathbf{R})\exp[-i(\mathbf{k}_A - \mathbf{k}_B) \cdot \mathbf{R}]\} \quad (8)$$

其中  $\epsilon_0$  为不受曝光量影响的介电常数均匀部分, $\gamma_1$  和  $\gamma_2$  是为了考虑全息记录材料的空间频率-反差特性而引入的系数。

式(8)中的第二项  $\gamma_1[|A(\mathbf{R})|^2 + |B(\mathbf{R})|^2]$ ,当参考光和物光的波面为连续的(即非散斑)情况下,它是一个常数;当考虑参考光为多模光纤束的散斑场,而物光为一个携带了物体信息的散斑场时;式  $\gamma_1[|A(\mathbf{R})|^2 + |B(\mathbf{R})|^2]$  显然是空间坐标的慢变函数,也将在干板上形成余弦光栅。略去(4)式的时间因子, $A(\mathbf{R})$  可以表示为:

$$A(\mathbf{R}) = \sum_{i=1}^Q \sum_{m=1}^N a_{mi} e_{mi}(x, y) \exp[-j\beta_{mi}z] \quad (9)$$

$$I = A(\mathbf{R})A^*(\mathbf{R}) = \sum_{i=1}^Q \sum_{m=1}^N a_{mi}^2 e_{mi}^2(x, y) + 2 \sum_{i=1}^Q \sum_{k=i+1}^Q \sum_{m=1}^N \sum_{j=m+1}^N a_{mi} a_{kj} e_{mi}(x, y) e_{kj}(x, y) \cos(\varphi_{mi} - \varphi_{kj}) \quad (10)$$

上式第一项是光纤束输出散斑场各个散斑强度之和,它不含有余弦光栅,再现时不能产生衍射光。第二项为光纤束中  $Q$  根多模光纤产生的散斑场干涉结果。B. Ya. Zel'dovich 称它射内调制项,它在全息干板上形成了余弦光栅,再现时将产生衍射光。同样  $|B(\mathbf{R})|^2$  中也



含有一个内调制项。内调制项产生的干涉条纹的空间频率取决于参考光波散斑场和物体光波散斑场中心方向对全息干板所张角  $\Delta A$  和  $\Delta B$  的大小。

(8)式中的第三项是我们熟知的互调制项,它是物光和参考光两个散斑场相互干涉的结果,在全息底片上形成了我们要记录的光栅,它所形成的正弦光栅的空间频率由光纤输出的散斑场的中心方向相对干板的夹角而定。

从上面的分析可知:利用多模光纤束产生的散斑场做为物体照明光和参考光时,在干板上记录了两组内调制的光栅和一组互调制的光栅,由于这三组光栅的位置和方向以及空间频率不同,产生的衍射光是分离的。因此内调制项产生的衍射光对互调制项再现时产生的衍射光影响不大。为了证明这个结论,我们用[图 2(a)]所示的光路记录了这三组光栅,再现时衍射图样见[图 2(b)]。再现衍射图样中光分成三行,显然中间一行为两光纤束互调制形成的光栅产生的衍射光,上、下两行为光纤束内调制形成的光栅产生的衍射图样。

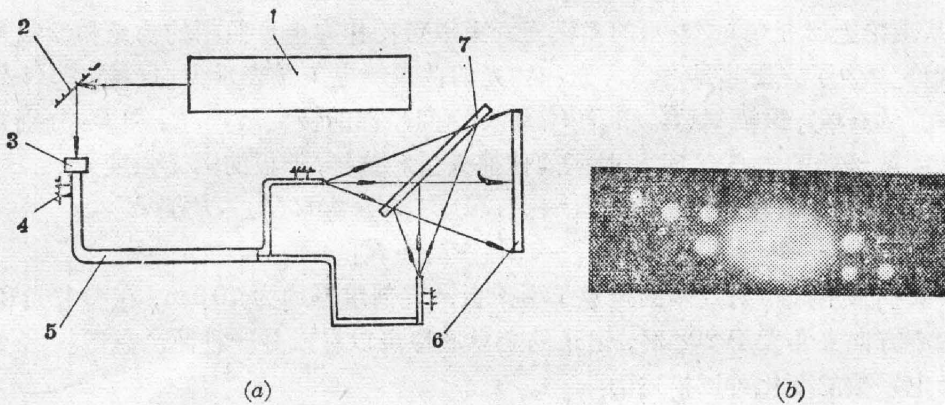


Fig. 2 Schematic of holographic grating formed with two speckle-fields and its diffraction pattern (Fig. 2b)

1—He-Ne laser; 2—mirror; 3—laser-fiber bundle coupler; 4—holders; 5—bifurcated multimode fiber-optic bundle; 6—holographic plate; 7—beam splitter

用光纤束产生的散斑场做参考光和物体的照明光时,由于多模光纤的减偏特性,以及斑斑的存在,使两个光场的相干度下降,有些部位条纹对比度下降,甚至仅仅是光强非相干的迭加,同时物体被随机分布的散斑场抽样,因此和由波面连续的光场做为参考光和物体照明光拍制的全息图相比,显然前者形成的全息图的衍射效率和分辨率都要下降。

#### 四、实验结果

我们用图 3 所示的实验原理装置图进行了实验。

实验中使用的分叉多模光纤束直径为 2.8 mm 和 2 mm(双端)。单根多模光纤材料为石英,芯径为 250  $\mu\text{m}$ ,敷层直径为 320  $\mu\text{m}$ ,芯子折射率  $n_1=1.46$ ,敷层折射率  $n_2=1.39$ ,数值孔径  $NA=0.24$ 。用 He-Ne 激光器作光源,输出功率 50 mW,波长  $\lambda=6328 \text{ \AA}$ 。

图 3 中所示的激光-光纤耦合器不仅用于把激光耦合到分叉光纤中去,而且可以调节激

光与光纤的耦合方位,以达到调节参物比的目的(实验中参物比为 3:1~5:1)。此光路中没有使用任何透镜,参考光和物体照明光由分叉光纤的两束输出光提供,此系统调整方便,成本低,是一个非常简单的全息照相系统。图 4(a)为用此系统记录的物体全息照片的再现虚像的普通照片。图 4(b)是参考光为球面波,物体用多模光纤束产生的散斑场照明记录的全息图再现像的普通照片。观察全息图的再现像,可以看出:图 4(a)的分辨率比图 4(b)的分辨率低,在图 4(b)中可以看出的物体某些细微结构,图 4(a)中则看不到。图 4(b)的衍射效率比图 4(a)高。

图 3 所示的光路也是一个简易的全息干涉计量装置,它可以用来记录两次曝光全息图和时间平均全息图。图 5(a)是用图 3 所示光路记录的扬声器在音频信号激励下,其纸盒的时间平均全息图,它反映了扬声器纸盒的振动模式。图 5(a)为四周固定的应力板的两次曝光全息图,第一次曝光后,拧一下螺钉,使应力板产生一个微小的变形,然后再曝光一次。由再现时所产生的干涉条纹可以求出应力板上每一点的变形。最外边的干涉条纹为零级条纹。由图 5(a)和 5(b)可以看出,条纹比较清楚。

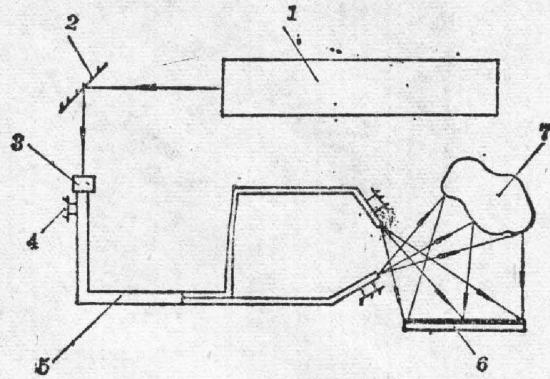
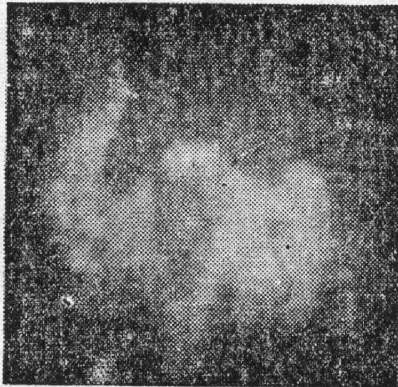
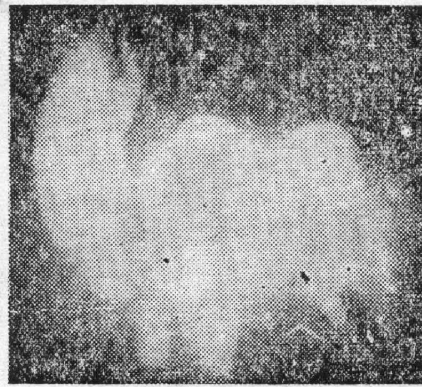


Fig. 3 Diagram of the experimental arrangement

1—He-Ne laser; 2—mirror; 3—laser-fiber bundle coupler; 4—holders; 5—bifurcated multimode fiber-optic bundle; 6—holographic plate; 7—object



(a)



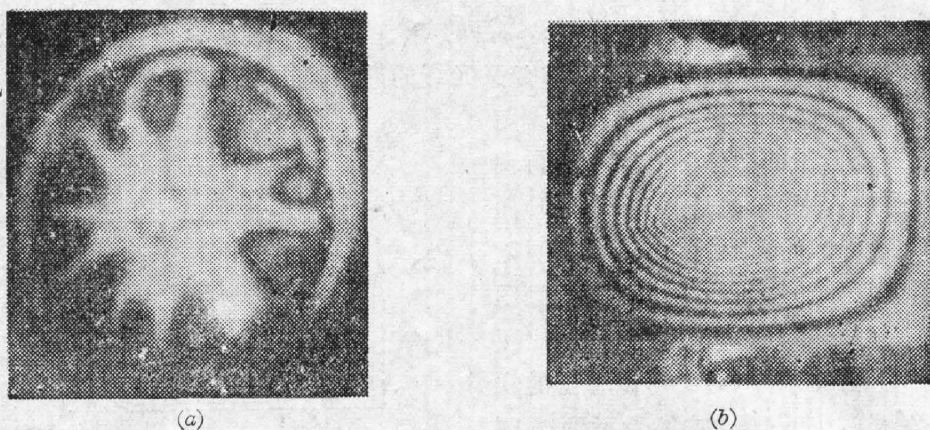
(b)

Fig. 4 Photographs of the reconstructed images

(a) from a hologram recorded with two laser speckle-fields; (b) from a hologram recorded with speckle-field object wave and a spherical reference wave

用多模光纤束产生的散斑场拍摄的全息图,处理时,由于多模光纤的减偏特性,使干涉条纹的对比度下降,以及多模光纤束使光纤输出的散斑场的相干时间降低,使物光和参考光在干板上干涉时,有的地方将产出光强的非相干迭加,另外干板上有的地方没有曝光,因而对应于最佳衍射效率的平均密度  $D$  明显下降。实验结果见图 6。可以看出对应于 +1 级衍射光相对光强  $I$  最大时,干板的平均密度为 0.08 左右。



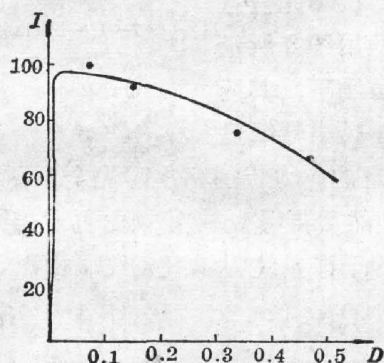


(a)

(b)

Fig. 5 Photographs of the fringe patterns obtained

- (a) from a time-average hologram of a loudspeaker vibrating membrane;  
 (b) from a double-exposure hologram of a edge-clamped rectangular plate

Fig. 6 The  $I$ - $D$  curve for a speckle-field transmission hologram

## 五、结 论

本文从理论上和实验上研究了参考光波和物光波中出现空间结构不均匀的散斑的情况下的散斑场全息照相,得到了和理论相一致的实验结果。利用多模光纤束产生的散斑场做为物光和参考光束记录全息光栅将产生一个互调制形成的光栅,和两个内调制形成的光栅。利用多模光纤束产生的散斑场做为物体照明光和参考光时,对应于最佳衍射效率的密度值  $D$  明显下降。在全息干涉计量中,散斑对于干涉条纹几乎没有什么影响。多模光纤束为全息干涉计量提供了灵活的照明,和用单模光纤拍摄全息图相比,它有以下优点:单模光纤和激光耦合时要求端面处理得特别好,耦合时调整比较难,而多模光纤束端面比较好处理,且耦合简单;单模光纤耦合效率低,而多模光纤束耦合效率高;多模光纤强度比单模光纤强度高。在利用相关光纤束传像时,全息干涉计量又可以测量封闭系统内部零件的变形和振动,这将大大扩大全息干涉计量的应用范围。

## 参 考 文 献

- [1] A. M. P. P. Leite; *Optics Communications*, 1979, 28, No. 3 (Mar), 303.

- [2] J. A. Gilbert, J. W. Herrick; *Experimental Mechanics*, 1981, **21**, No. 3 (Aug), 315.  
[3] Jdc Jones *et al.*; *J. Phys. E: Sci Instrum.*, 1984, **17**, No. 1 (Jan), 271.  
[4] J. A. Gilbert *et al.*; *Experimental Mechanics*, 1982, **22**, No. 10 (Oct), 398.  
[5] J. A. Gibert *et al.*; *Optics and Lasers in Engineering*, 1984, **5**, No. 1 (Jan), 29.  
[6] N. Takai, T. Asakura; *J. Opt. Soc. Am. A*, 1985, **2**, No. 8 (Aug), 1282.  
[7] D. Hadbawnik; *Holographische Endoskopie. Optik*, 1976, **45**, No. 1, 21.  
[8] B. Ya. Zel'dovich, P. B. Lerner; *Sov. J. Quantum Electron.*, 1981, **11**, No. 9 (Sep), 1141.  
[9] B. Ya. Zel'dovich *et al.*; *Sov. J. Quantum Electron.*, 1983, **13**, No. 8 (Aug), 1040.  
[10] B. Ya. Zel'dovich, V. V. Shunov; *Sov. J. Quantum. Electron.*, 1984, **14**, No. 11 (Nov), 1443.  
[11] N. S. Kapany, J. J. Burke; *J. Opt. Soc. Am.*, 1961, **51**, No. 10 (Oct), 1067.  
[12] M. Imai *et al.*; *Optical and Quantum, Electronics*, 1982, **14**, No. 6 (Nov), 515.  
[13] T. Suzuki; *Jap. J. Appl. Phys.*, 1966, **5**, No. 11 (Nov), 1065.  
[14] to Be Published work.  
[15] H. Takahara; *Optica Acta*, 1982, **29**, No. 4 (Apr) 441.

## Holography of speckle-fields emitted from a multimode fiber-optic bundle

SUN YUANKUN, DU JI AND ZHANG YIMO

(Department of Precision Instrument, Jianjin University)

GUO SHOUQIN FENG HESUN

(Glass Institute of Beijing)

(Received 23 February 1987; revised 24 April 1987)

### Abstract

Based on the analysis of the radiation properties of a coherently excited multimode fiber-optic bundle, a theory and practical techniques are developed to record the speckle-fields holograms by both the object illuminated wave and reference wave which are laser speckle-fields emitted from the above bundle. The experimental results that agree with the theory are given. Also proposed are some applications to holographic interferometry of the speckle-field holograms.

**Key words:** amplitude hologram; multimode-fiber.