

参考光干涉提取复振幅的散斑 统计函数的实验研究*

宋洪胜^{1)†} 程传福¹⁾ 滕树云¹⁾ 刘 曼^{1)‡} 刘桂媛^{1)‡} 张宁玉²⁾

1) 山东师范大学物理与电子科学学院, 济南 250014)

2) 山东建筑大学理学院, 济南 250101)

3) 山东轻工业学院数理系, 济南 250100)

(2008 年 12 月 27 日收到, 2009 年 2 月 19 日收到修改稿)

由散斑场和参考光的干涉图样提取散斑场复振幅、相位和强度的数值分布, 并对其统计特性进行实验研究, 消除了散斑场强度统计函数特别是概率密度函数的传统测量方法中噪声引起的偏差, 并实现了散斑场复振幅和相位统计特性的实验研究. 通过对不同散射角处散斑场的研究发现随着散射角度的增大散斑颗粒逐渐呈现出横向展览的现象, 且其平均宽度表现为各向异性, 但是其概率密度函数并没有发生变化, 与小角度情况一样属于圆形高斯散斑场.

关键词: 散斑, 概率密度, 干涉

PACC: 4225H, 4230

1. 引 言

圆形高斯散斑场是相位在区间 $[-\pi, \pi)$ 上均匀分布的复杂光场, Goodman 和 Dainty^[1,2]在理论上已经指出这种散斑场强度 I 具有负指数的概率分布密度, 复振幅则具有圆形高斯分布密度. 早期人们利用照相胶卷测量的散斑场强度分布来实验验证强度的概率分布密度, 由于测量过程非常繁琐, 使统计数据不可能太多, 所以统计结果不是很理想, 其中结果较好的是 McKechnie^[3]作了 23000 次强度测量后统计出来的. 而后关于散斑场统计特性的理论和实验研究逐渐引起人们的兴趣^[4-9], 目前在实验中研究散斑场强度统计特性的方法大多是根据电荷耦合器件 CCD (charge coupled device) 探测的散斑场强度分布直接进行统计, 这样虽然大大提高了统计的数据量, 但是由于任何 CCD 的测量数据中都包含一些噪声, 则这种方法就无法避免把这个噪声也做了统计, 从而使其强度不再服从高斯分布特征; 另外, CCD 只

能直接探测散斑场的强度分布, 所以这种传统方法仅局限于研究散斑场强度的统计特性, 而无法研究光场复振幅和相位等重要参量的统计规律.

利用干涉法提取光场是由 Takeda^[10]和 Bone^[11]等人先后提出, 而且该提取方法已经在许多领域得到广泛的应用^[12-14]. 本文提出一种基于干涉提取技术的研究散斑场统计特性的实验方法, 首先利用 CCD 测量散斑场和参考光的干涉图样, 然后由两次傅里叶变换从干涉图样中提取出散斑场的复振幅、相位和强度等参量, 再对这些参量进行统计研究. 在提取过程中我们通过选取适当大小的傅里叶谱平面可以把 CCD 测量数据中的高频噪声滤掉, 因此最终能够正确地统计出强度的分布规律, 更重要的是利用这种方法我们成功地实现了散斑场复振幅和相位统计特性的实验研究. 我们通过对不同散射角处散斑场的研究发现, 散斑颗粒随着散射角的增大而被横向展览, 强度的自相关函数的变化趋势在各个方向上不再相同, 呈各向异性, 但是散斑场仍然严格服从高斯分布.

* 国家重点基础研究发展计划(973)项目(批准号:2006CB806003)国家自然科学基金(批准号:10674085,10874105)和山东省优秀中青年科学家科研奖励基金(批准号:2007BS04031)资助的课题.

† E-mail: songhongsheng7605@yahoo.com.cn

2. 散斑场干涉图样的实验采集及散斑场的提取

我们采集散斑场和参考光干涉图样的实验装置如图 1 所示. 其中半导体抽运绿光激光器(Verdi V-5 型)输出的波长为 532 nm 的线偏振光经过透射与反射强度比值 $T:R=9:1$ 的分光镜 BS_1 后形成两条光束, 其中反射光束经过滤波扩束装置 BE、准直透镜 L_1 和平面反射镜 M_1 后形成平行参考光束, 而透射光束经平面反射镜 M_2 后再垂直穿过一个直径为 1 mm 的圆形小孔及随机散射物(毛玻璃)RS 形成随机散射光束, 即散斑场, 毛玻璃上散射区域位于透镜 L_2 (焦距为 24 cm)的前焦面上, 把通过透镜 L_2 的散斑场作为物光, 最后参考光和物光经过 $T:R=1:1$

的分光镜 BS_2 后形成的干涉图样由 CCD 采集并传输到计算机进行观察和记录, 实验中我们使用的是 Cascade-1K 型的科学 CCD, 它具有 1004×1002 个像素, 像素间距为 $8 \mu\text{m}$. 在实验中, 我们通过改变 L_2 , BS_2 以及 CCD 的位置和方向可以对不同散射角 θ 处的散斑场进行测量, 进而研究不同散射角处散斑场的性质. 由于参考光束强度远大于散斑场强度, 特别是散射角 θ 较大时散斑场强度更弱, 因此我们把滤波扩束之前的参考光束先垂直通过若干个中性密度衰减片 A 进行衰减, 使其与散斑场强度相当. 通过水平和垂直调节分光镜 BS_2 可以改变散斑场和参考光束的夹角, 从而调节干涉条纹的方向及疏密程度. 利用该装置记录下干涉数据后就可以通过下面的计算过程提取出散斑场的各种参量.

图 1 中相干涉的散斑光场和平面参考光的光

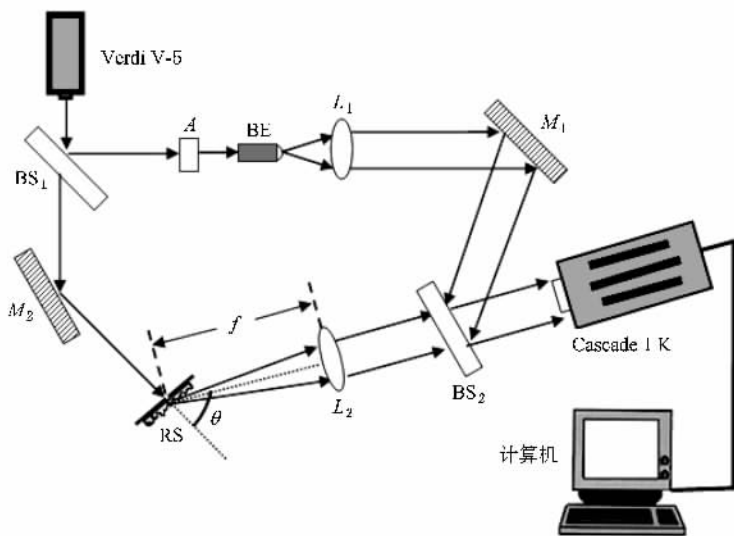


图 1 实验装置示意图

场为

$$U(x, y) = A(x, y) \exp[j\varphi(x, y)] \\ = A_r(x, y) + jA_i(x, y), \quad (1)$$

$$R(x, y) = \exp[j2\pi(f_{0x}x + f_{0y}y)], \quad (2)$$

其中 $A_r(x, y)$ 和 $A_i(x, y)$ 分别为散斑场复振幅的实部和虚部, $\varphi(x, y)$ 为相位,

$$\varphi(x, y) = \arctan[A_i(x, y)/A_r(x, y)],$$

取值范围为 $[-\pi, \pi]$, f_{0x} 和 f_{0y} 为参考光的空间频率, 它们的大小决定了参考光的传播方向和干涉条纹的方向和疏密. 散斑场与参考光的干涉场的强度分布为

$$I_i(x, y) = |U(x, y) + R(x, y)|^2$$

$$= U(x, y)U^*(x, y) + R(x, y)R^*(x, y) \\ + U(x, y)R^*(x, y) + U^*(x, y)R(x, y), \quad (3)$$

其中 $|\Delta|^2$ 表示求模平方, 上标“*”表示求复共轭, 对它做傅里叶变换得

$$I_i(f_x, f_y) \\ = B(f_x, f_y) + U_i(f_x, f_y) \otimes \delta(f_x + f_{0x}, f_y + f_{0y}) \\ + U_i^*(f_x, f_y) \otimes \delta(f_x - f_{0x}, f_y - f_{0y}) \\ = B(f_x, f_y) + U_i(f_x + f_{0x}, f_y + f_{0y}) \\ + U_i^*(f_x - f_{0x}, f_y - f_{0y}), \quad (4)$$

其中“ \otimes ”表示求卷积, $B(f_x, f_y)$ 为(3)式中前两个实数项的傅里叶变换, 即零级频谱, 其中心位于傅里叶谱面的坐标原点, 而 $U_i(f_x + f_{0x}, f_y + f_{0y})$ 和

$U_f^*(f_x - f_{0x}, f_y - f_{0y})$ 分别是(3)式中后两个复数项的傅里叶变换,即正负一级频谱,其中心分别位于谱面坐标原点的两侧,分离的距离由 f_{0x} 和 f_{0y} 的取值决定,且关于坐标原点对称.由于提取散斑场时我们只需要正一级频谱 $U_f(f_x + f_{0x}, f_y + f_{0y})$,所以计算时我们只取其周围包含频谱的一定范围作为傅里叶变换的输出面,然后把 $U_f(f_x + f_{0x}, f_y + f_{0y})$ 的中心根据 f_{0x} 和 f_{0y} 的取值平移到坐标原点处,则表达式

成为 $U(f_x, f_y)$,再对其数据进行逆傅里叶变换即可以得到散斑场的复振幅 $U(x, y)$,由于在两次傅里叶变换过程中我们都是对实部和虚部分别计算的,所以此处提取出的复振幅 $U(x, y)$ 也是由其实部 $A_r(x, y)$ 和虚部 $A_i(x, y)$ 表示的,然后利用 $I(x, y) = |A_r(x, y)|^2 + |A_i(x, y)|^2$ 计算出散斑场的强度,由 $\varphi(x, y) = \arctan[A_i(x, y)/A_r(x, y)]$ 计算出相位.

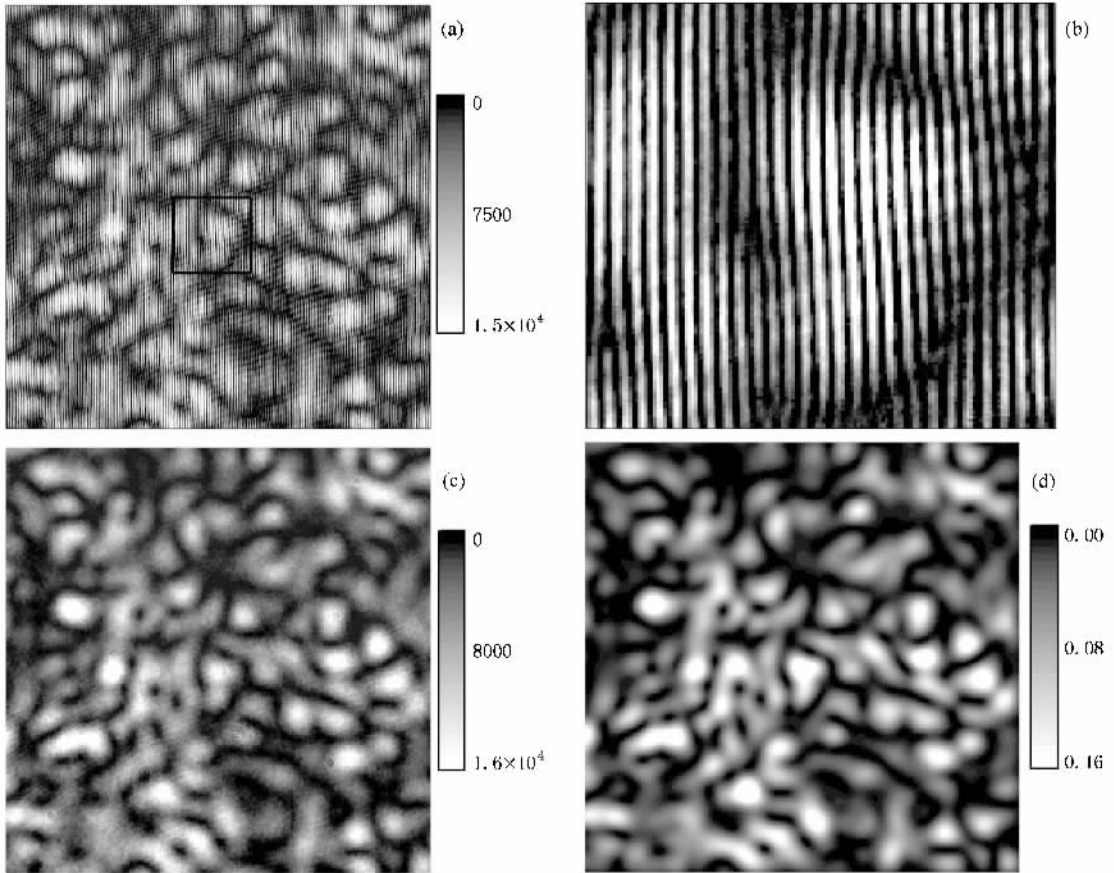


图2 (a)散斑场干涉图样;(b)放大的局部干涉图样;(c)CCD测量的散斑场强度;(d)恢复的散斑场强度

图2(a)为散射角 $\theta = 0^\circ$ 时,CCD直接记录的散斑场干涉图样,为了更清楚地观察干涉条纹的分布,我们把图中方框所围区域放大后在(b)中给出.(c)为不引入参考光束的情况下用CCD直接记录的散斑场的强度分布,(d)则是利用(a)中的干涉数据根据前述计算过程提取出的散斑场强度,其中(a),(c),(d)对应着同一个散斑场区域.由(a)和(b)两图可以清晰地看出散斑场和参考光干涉的效果,而对比(c),(d)两图可见我们恢复的散斑场强度分布与CCD直接测量的分布情况相同,并且在(c)的散斑场中叠加了许多亮度不等的噪声点,它们使图像不再

清晰,可见噪声的影响非常明显,而在(d)中已经不存在这些噪声的影响.另外,由于利用干涉图样提取的结果要受到干涉场中参考光与散斑场的相对强度以及在计算过程中所采用的单位等两方面因素的影响,我们在处理过程中采用的是任意单位,所以(c),(d)两图的灰度色标取值范围不同,但是这两方面因素对提取结果的相对起伏并没有任何影响,而我们在作统计特性研究时所关心的正是每幅光场的相对分布,所以提取的散斑场的统计结果完全可以体现待测散斑场的分布.更重要的是该方法还能够提取出散斑场复振幅的实部和虚部,且由此可以计算出

散斑场的相位分布.图 2(d)中散斑场复振幅实部 $A_r(x, y)$ 和虚部 $A_i(x, y)$ 及相位 $\varphi(x, y)$ 的分布情况如图 3 所示,其中实部和虚部取任意单位,而相位的取值范围为 $[-\pi, \pi)$,相位分布图中的一系列实

曲线表示等相位曲线.散斑场复振幅和相位的提取使我们在实验中研究它们的统计规律成为可能.下面我们对不同散射角处散斑场的统计特性进行实验研究.

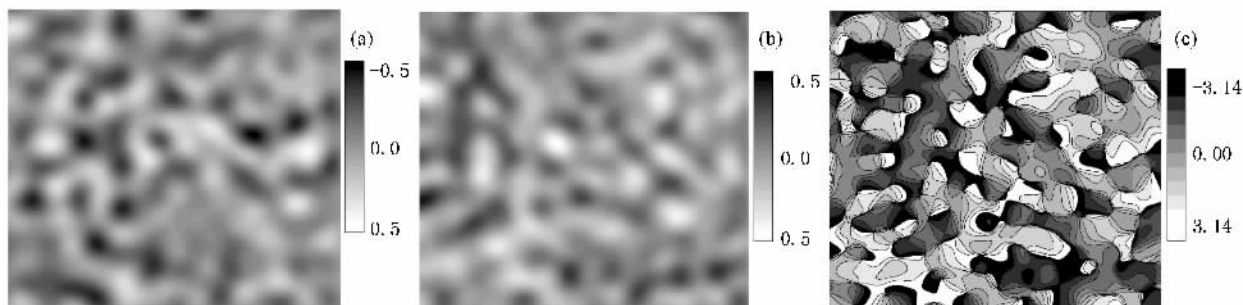


图 3 散斑场复振幅实部(a),虚部(b)及相位(c)

3. 散斑场统计特性的实验研究

首先,利用图 1 所示的实验装置在不引入参考光的情况下用 CCD 直接记录不同散射角处散斑场的强度,然后对其概率分布密度进行统计.统计结果如图 4 所示.图中分别用方点、三角点和五角星连线表示散射角 θ 为 0° 、 45° 和 72° 时散斑场强度的归一化概率密度曲线.我们知道一般情况下散斑场都呈圆形高斯分布,Goodman 等人指出散斑场强度 I 和相位 φ 的分布密度分别为^[1,2]

$$p_I(I) = \begin{cases} \frac{1}{I} \exp\left(-\frac{I}{I}\right), & I \geq 0, \\ 0, & \text{其他}, \end{cases} \quad (5)$$

$$p_\varphi(\varphi) = \begin{cases} \frac{1}{2\pi}, & -\pi \leq \varphi < \pi, \\ 0, & \text{其他}, \end{cases} \quad (6)$$

其中 I 表示散斑场强度的平均,即强度按照 I/I 的负指数规律分布,而相位则呈均匀分布.散斑场复振幅实部 A_r 和虚部 A_i 的分布密度分别为

$$p_r(A_r) = \frac{1}{\sqrt{\pi} I} \exp\left(-\frac{A_r^2}{I}\right), \quad (7)$$

$$p_i(A_i) = \frac{1}{\sqrt{\pi} I} \exp\left(-\frac{A_i^2}{I}\right), \quad (8)$$

即实部 A_r 和虚部 A_i 呈等宽度的高斯分布.

图 4 中的实线表示(5)式给出的圆形高斯散斑场强度的归一化概率密度,可见高斯分布散斑场在强度零点处的概率密度最大,然后随着强度的增大其密度按 I/I 的负指数规律衰减,但是实验结果

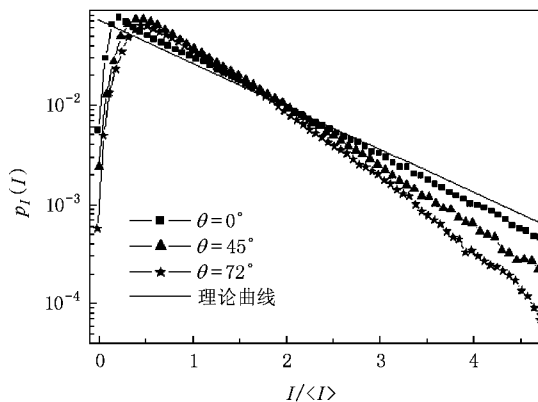


图 4 实验直接测量的不同散射角处散斑场强度的统计密度分布

显示强度零点的分布密度并非最大,密度最大值位于某一非零的强度值处,与高斯分布情况相比,实验测量的散斑场在强度较小和较大区域的分布密度都有所减少,而在靠近 I 附近强度区域的分布密度有所增加.这是由于在测量过程中 CCD 产生的噪声叠加在散斑场强度信号中,而噪声信号本身有一定的取值范围,所以在噪声的影响下,原来的散斑场零点中出现了部分点的强度不再为零,形成了高低不等的随机起伏.同样,在原来的散斑场亮点中也使部分强度产生了随机起伏的现象.其结果导致散斑场零点和亮点的个数都有所减少,在图 4 中表现为该区域的概率密度降低了,而零点和亮点概率的降低必然要引起中部强度值的概率增加.所以由此统计的强度概率密度已经不能再体现散斑场强度的分布特征.从图 4 还可以发现散射角越大实验曲线在强度

较小和较大区域偏离理论曲线的程度就越大,即噪声对统计结果的影响更加明显.

为了消除噪声对强度统计结果的影响以及能够对散斑场的复振幅和相位等参量的统计特性进行实验研究,我们提出一种基于散斑场干涉提取技术的散斑场统计特性的实验研究方法.首先利用图 1 的实验装置测量出不同散射角处散斑场与参考光的干涉图样,然后利用第 2 节中介绍的处理步骤从干涉数据中提取出不同散射角处散斑场的复振幅实部 $A_r(x, y)$ 和虚部 $A_i(x, y)$,据此进一步计算出散斑场的强度和相位的分布.我们注意到 CCD 产生的噪声相对于散斑场与参考光的干涉图样而言都属于高频成分,因此在对干涉数据进行傅里叶变换后的谱输出面上,高频噪声的频谱应该分布在远离干涉图样的频谱区域,如果进行傅里叶变换时我们在谱面上选取适当大小的包含正一级频谱 $U_i(f_x + f_{0x}, f_y + f_{0y})$ 的区域,使其满足正一级频谱 $U_i(f_x + f_{0x}, f_y + f_{0y})$ 全部通过而过滤掉高频的噪声频谱,再把正一级频谱平移到谱面坐标原点处进行逆傅里叶变换即可得到无噪声干扰的散斑场,噪声的消除对研究

散斑场强度的统计分布非常重要.首先对散斑场强度的概率分布密度进行统计,其结果如图 5 所示,其中(a)(b)(c)中用方点分别表示散射角 θ 为 0° , 45° 和 72° 处散斑场强度的概率密度,图中的实线仍然为(5)式给出的高斯散斑场强度概率密度曲线.表 1 给出了利用传统方法和干涉提取方法测量的散斑场强度概率密度与理论结果的偏差: $\frac{|测量值 - 理论值|}{理论值} \times 100\%$,从表中可见当 I/I_0 较小和较大时传统测量结果的偏差非常大,而采用干涉提取的方法则大大降低了这些偏差,其结果与理论值符合得较好.

表 1 两种测量方法的实验偏差对比

测量方法	偏差 % I/I_0	散射角 $(^\circ)$		
		0	45	72
传统方法	0.064	55.91	81.32	91.86
	4.716	26.76	67.67	87.88
干涉提取	0.120	1.56	4.31	2.82
	5.618	0.78	7.26	9.94

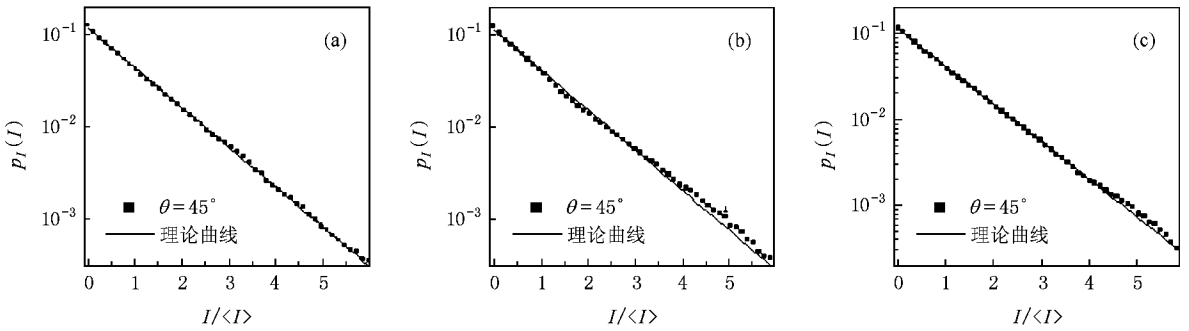


图 5 提取的不同散射角处散斑场强度概率密度

我们利用提取的数据进行统计研究不仅能够在强度统计过程中消除了噪声的影响,而且还能够进

行散斑场复振幅和相位的统计研究.图 6 分别给出散射角 θ 为 0° , 45° 和 72° 处的散斑场复振幅实部 A_r ,

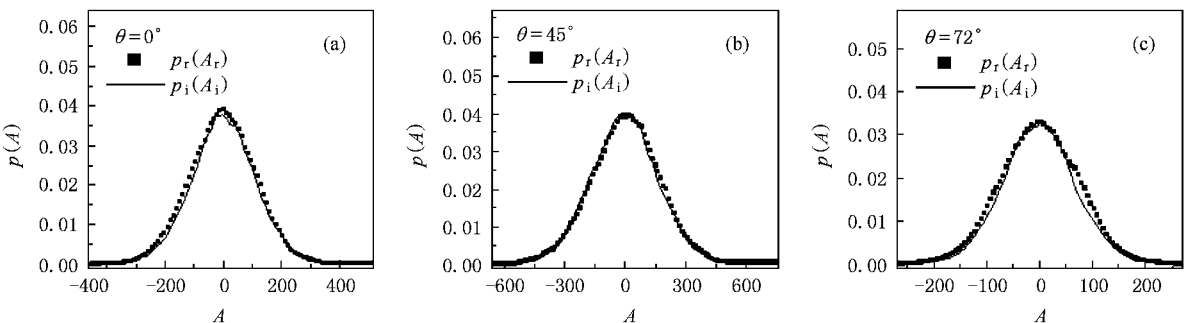


图 6 不同散射角处复振幅实部和虚部的统计分布密度

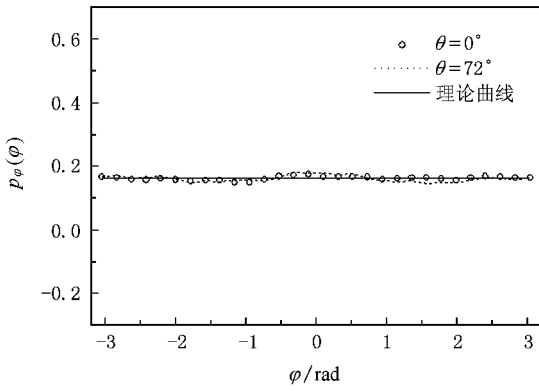


图 7 相位统计分布密度

和虚部 A_i 的概率密度曲线,其中方点和实线分别表示实部和虚部的概率密度曲线,同样由于提取过程中采用任意单位以及实验时不同散射角度处散斑场与参考光的相对强度不同等原因,图中横坐标所示的复振幅单位也是任意的,且图中所有曲线都做了归一化处理,可见三个散射角处散斑场的复振幅实部和虚部都是等宽度的高斯曲线,都符合(7)式和(8)式给出的高斯散斑场复振幅的分布规律.图7给出散射角 θ 为 0° 和 72° 时散斑场相位的概率密度,分别以空心圆点和点线表示,实线表示(6)式给出的 $p_\varphi(\varphi) = \frac{1}{2\pi} (-\pi \leq \varphi < \pi)$ 理论均匀分布曲线,可见无论散射角度的大小如何,散斑场相位都保持着均匀分布的特征.由此可见散射角度并不影响散斑场强度、复振幅和相位的统计分布规律.

因此,我们利用散斑场干涉图样和傅里叶变换提取的结果进行散斑场各参量的统计研究不但避免了传统研究方法中噪声的影响,而且成功实现了传

统方法无法进行的散斑场复振幅和相位等统计分布的研究,所以这对我们研究散斑场统计特性有着重要的意义.

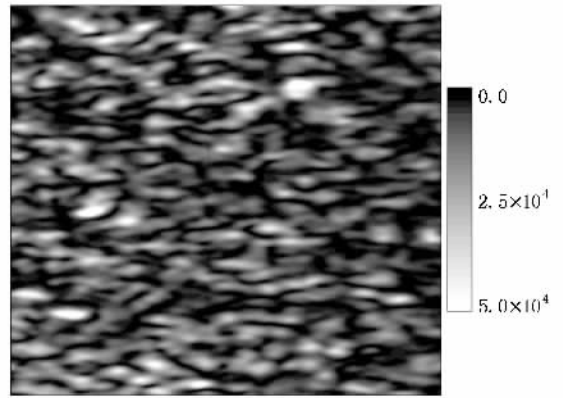


图 8 $\theta = 72^\circ$ 处的散斑场强度分布

另外,我们发现随着散射角的增大散斑颗粒的形状发生了明显的变化.当散射角为零时,散斑颗粒的大小比较均匀,形状也没有明显的方向性,如图2所示.随着散射角的增大,散斑颗粒的形状和大小都发生了变化,如图8所示的散射角为 72° 处的散斑场,从图中可以看出散斑颗粒明显呈现出大小不一的特征,且沿着散射角变化的方向散斑颗粒被拉长.由于光强的自相关函数的宽度能够体现散斑颗粒的“平均宽度”,所以我们从光强的自相关函数的宽度变化上也可以看出散斑颗粒的这一特征.光强自相关函数由下式计算:

$$R_I(\Delta x, \Delta y) = \mathcal{K}(x, y) \mathcal{K}(x + \Delta x, y + \Delta y) \quad (9)$$

Dainty 给出了散斑场强度自相关函数的具体表达式为^[15]

$$R_I(\Delta x, \Delta y) = I^2 \left[1 + \frac{\left| \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |P(\xi, \eta)|^2 \exp\left[i \frac{2\pi}{\lambda z} (\xi \cdot \Delta x + \eta \cdot \Delta y) \right] d\xi d\eta \right|^2}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |P(\xi, \eta)|^2 d\xi d\eta} \right], \quad (10)$$

其中 $P(\xi, \eta)$ 为入射到散射体上的光波振幅函数,方括号中可以看做常数 1 与光波振幅函数模方 $|P(\xi, \eta)|^2$ 的归一化傅里叶变换的模方之和,定义

$$\begin{aligned} |P(\xi, \eta)|^2 &= \text{circ}\left(\frac{\sqrt{\xi^2 + \eta^2}}{D/2}\right) \\ &= \begin{cases} 1, & \sqrt{\xi^2 + \eta^2} \leq D/2, \\ 0, & \text{其他,} \end{cases} \end{aligned} \quad (11)$$

D 为散射体前面小孔的直径,即散射体上散射圆区域的直径,则(10)式解为

$$R_I(\Delta x, \Delta y) = I^2 \left[1 + 2 \left| \frac{J_1\left(\frac{\pi D \sqrt{(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2}}{\lambda z}\right)}{\frac{\pi D \sqrt{(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2}}{\lambda z}} \right|^2 \right], \quad (12)$$

其中 J_1 为一阶第一类贝塞尔函数, 则散斑颗粒的“平均宽度”为 J_1 由最大值第一次降到 0 时的 $r = \sqrt{(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2}$ 值,

$$r = \sqrt{(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2} = 1.22 \frac{\lambda z}{D}, \quad (13)$$

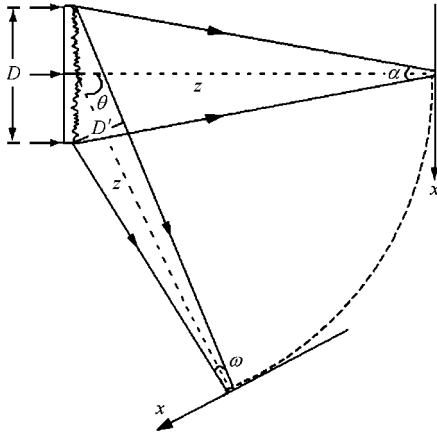


图 9 不同角度处的散射

实验测量各散射角度处的散斑场时 z 值相等, 所以沿着散射角改变的方向散斑颗粒的平均宽度与散射孔径 D 成反比, 由散射示意图 9 可见, 散射角为 0° 时散斑场对应的散射孔径为实际散射区域的大小, 即直径为 D 的圆孔, 而散射角为 $\theta \neq 0^\circ$ 时散斑场对应的散射区域可以视为以该散射平面中的 D' 为短轴, 以垂直于该散射平面方向的 D 为长轴的椭

圆面, D' 小于 D , 且随着散射角的增大 D' 越来越小. 可见随着散射角的增大, 散斑颗粒在散射角变化方向上的平均宽度越来越大, 而在垂直于该方向上没有变化. 散斑场是由来自散射面的光波干涉而成, 因此散斑颗粒的平均宽度可以用干涉条纹的宽度描述. 在图 9 中用 α 表示光波透过散射面后在观察面上相干涉时空间频率矢量的最大夹角. 根据波的叠加理论, 干涉条纹的宽度为 $\frac{\lambda}{2\sin(\alpha/2)}$, 由图 9 可见随着散射角度的增大, α 逐渐减小, 所以干涉条纹越来越宽, 即散斑颗粒的平均宽度沿着散射角增大的方向逐渐展宽. 图 10(a)(b)和(c)分别给出了散射角为 0° , 45° 和 72° 时散斑场强度自相关的灰度图, 其中中间亮点为相关的最大值处, 然后函数向四周逐渐减小, 同心的闭合实线表示强度相关的等值线, 由该曲线的形状可以明显观察出不同散射角处散斑颗粒大小和形状的变化趋势. 由图可见, 随着散射角度的增大, 等强度相关曲线逐渐由圆形变为椭圆形, 且离心率逐渐减小, 即随着散射角度的增大散斑颗粒的平均宽度由各向同性逐渐变为各向异性, 其沿散射角变化方向的宽度逐渐增宽而垂直于散射角变化方向的宽度没有明显的变化. 虽然散斑颗粒的形状和大小随着散射角度的增大发生了如此明显的变化, 但是由图 5 图 6 和图 7 可见散斑场强度、复振幅和相位的概率密度分布规律并不随散射角度而变化, 无论是散射角大小如何散斑场都满足圆形高斯分布.

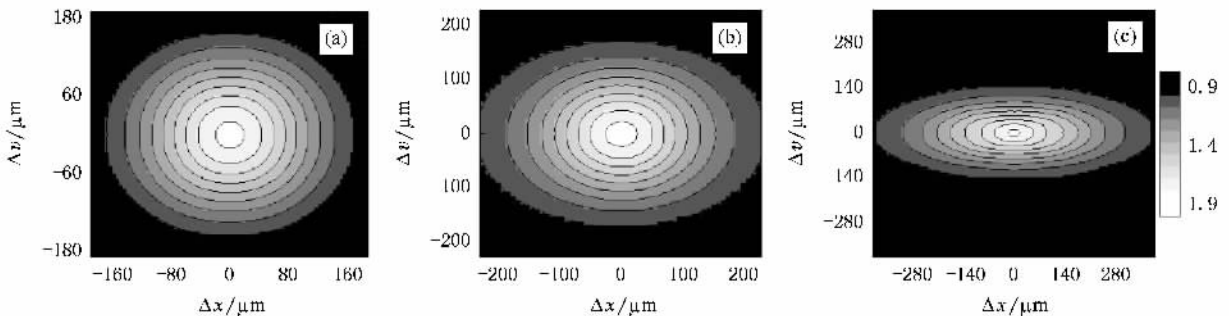


图 10 不同散射角处散斑场强度自相关函数

4. 结 论

综上所述, 本文利用散斑场与参考光的干涉图样及两次傅里叶变换提取出不同散射角处的散斑场, 依次统计出各散射角处散斑场复振幅、相位和强度的概率密度, 从而不但解决了传统统计散斑场强

度概率密度时 CCD 噪声的影响问题, 而且成功实现了实验研究散斑场复振幅和相位的统计规律. 通过对各散射角处散斑场的研究, 发现大散射角处散斑颗粒的平均宽度呈各向异性的特点, 得出了散斑场强度、复振幅和相位的概率密度不随散射角度而变化的结论. 本文所述方法对精确研究不同情况下散斑场的统计特性具有重要意义.

- [1] Goodman J W 1965 *Proc. IEEE* **53** 1688
- [2] Dainty J C 1975 *Laser Speckle and Related Phenomena* (Berlin : Springer-Verlag) p15
- [3] McKechnie T S 1974 *Optik* **39** 258
- [4] Wang N Q , Zhang H J , E Y 1983 *Acta Phys. Sin.* **32** 124 (in Chinese)[王 权、张洪钧、鄂 云 1983 *物理学报* **32** 124]
- [5] Cheng C F , Qi D P , Liu D L , Teng S Y 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 1635 (in Chinese)[程传福、齐东平、刘德丽、滕树云 1999 *物理学报* **48** 1635]
- [6] Runge E , Zimmermann R 2000 *Phys. Rev. B* **61** 4786
- [7] Soest G V , Poelwijk F J , Lagendijk A 2002 *Phys. Rev. E* **65** 046603
- [8] Zhu H M , Wu Y Y , Huang Z W , Wang Y G , Zhu C 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1438 (in Chinese)[朱鸿茂、吴艳阳、黄忠文、王寅观、朱 成 2003 *物理学报* **52** 1438]
- [9] Duncan D D , Kirkpatrick S J , Wang R K 2008 *J. Opt. Soc. Am. A* **25** 9
- [10] Takeda M , Hideki I , Kobayashi S 1982 *J. Opt. Soc. Am.* **72** 156
- [11] Bone D J , Bachor H A , Sandeman R J 1986 *Appl. Opt.* **25** 1653
- [12] Yamaguchi I , Zhang T 1997 *Opt. Lett.* **22** 1268
- [13] Iaconis C , Walmsley I A 1998 *Opt. Lett.* **23** 792
- [14] Cuhe E , Marquet P , Depeursinge C 2000 *Appl. Opt.* **39** 4070
- [15] Dainty J C 1975 *Laser Speckle and Related Phenomena* (Berlin : Springer-Verlag) , p39

Experimental studies on the statistical functions of speckle fields based on the extraction of the complex amplitudes by use of interference beam^{*}

Song Hong-Sheng^{1,2)†} Cheng Chuan-Fu¹⁾ Teng Shu-Yun¹⁾ Liu Man^{1,3)} Liu Gui-Yuan^{1,2)} Zhang Ning-Yu²⁾

¹ College of Physics and Electronics , Shandong Normal University , Jinan 250014 , China)

² School of Science , Shandong Jianzhu University , Jinan 250101 , China)

³ School of Mathematical and Physical sciences , Shandong Institute of Light Industry , Jinan 250100 , China)

(Received 27 December 2008 ; revised manuscript received 19 February 2009)

Abstract

Using the interference patterns of speckle fields and the reference beam , we extract digitally the complex amplitudes , phases and intensities of speckles fields and then study experimentally their properties. The influences of noise on the measurement of statistical functions , especially on that of the probability density function , appearing in the conventional method is satisfactorily eliminated. The experimental studies of the statistical properties of the complex amplitude and the phases of the speckle fields were also performed. By the practical measurement of speckle fields scattered at different angles , we find that the speckles are laterally broadened gradually with increase of the scattering angle , and their average widths become anisotropic. Such anisotropy brings about no change in the probability density function of the speckle fields , which remain circularly Gaussian as in the case of the traditional small angle scattering.

Keywords : speckle , probability density , interference

PACC : 4225H , 4230

^{*}Project supported by the State Key Development Program for Basic Research of China (Grant No. 2006CB806003) , the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10674085 and 10874105) and the Shandong Distinguished Middle-aged and Young Scientist Encourage and Reward Foundation , China (Grant No. 2007BS04031).

[†] E-mail : songhongsheng7605@yahoo.com.cn