

弱散射体产生的菲涅耳极深区散斑场相位涡旋演化的实验研究*

陈小艺¹⁾²⁾ 刘曼³⁾ 李海霞⁴⁾ 张美娜¹⁾ 宋洪胜⁵⁾ 滕树云¹⁾ 程传福^{1)†}

1) (山东师范大学物理与电子科学学院, 济南 250014)

2) (济南大学物理科学与技术学院, 济南 250022)

3) (山东轻工业学院数理科学学院, 济南 250353)

4) (山东政法学院信息科学技术系, 济南 250014)

5) (山东建筑大学理学院, 济南 250101)

(2011年6月2日收到; 2011年8月4日收到修改稿)

实验提取了弱散射体产生的菲涅耳极深区的散斑场. 发现当散射距离一定时, 弱散射体光场的相位分布特征随散射体的粗糙度的变化而变化; 对于某一弱散射体, 相位分布特征随散射距离的变化而变化; 当弱散射体的粗糙度大到一定程度时, 才产生相位涡旋现象; 散射体表面上存在相位涡旋; 弱散射体产生的相位涡旋的密度随散射屏粗糙度的增大而增大, 还随散射距离的增大而增大. 研究结果对于认识弱散射体的相位及相位涡旋分布特征随粗糙度和散射距离的演化具有重要意义, 而且对于认识散斑场随散射距离的演化有一定的帮助.

关键词: 相位涡旋, 弱散射体, 相位

PACS: 42.25.Fx, 42.30.Ms

1 引言

相位涡旋^[1,2]是指光场的实部和虚部在空间某一点同时为零时, 导致光场在该点的相位不确定, 光场相位围绕着该点螺旋增加或减小, 其等值线以该点为中心星形地向外辐射的现象. 散斑场^[3]是光波经过随机介质或随机表面散射后而形成的一种复杂的随机光场, 其中的相位涡旋现象仍是光场相位研究的热点课题. 在散斑研究中一般将散射体分为强散射体和弱散射体, 强散射体是指表面高度随机起伏的标准偏差大于照明光波波长的散射体, 此时散射光波的初始相位均匀地分布在区间 $(-\pi, \pi)$ 上^[4]; 反之为弱散射体. 近期文献^[5-7]研究了强散射体产生的散斑场中的相位涡旋现象.

利用干涉法提取光场是由 Takeda^[8]和 Bone^[9]等人先后提出的, 该方法已广泛应用于许多领域^[10-12]. 文献^[13]和^[14]曾利用干涉法研究

了散射体后相位涡旋的演化, 他们的实验结果表明, 在靠近散射体的位置无相位涡旋产生. 本文文利用散斑场与参考光的干涉技术及傅里叶变换法成功实现了弱散射体产生的菲涅耳极深区散斑场的实验提取. 发现散射体表面上存在相位涡旋的有趣现象. 另外还发现, 当散射距离一定时, 弱散射体光场的相位分布特征随散射体的粗糙度的变化而变化; 对于某一确定样品, 相位分布特征随散射距离的变化而变化; 当弱散射体的粗糙度大到一定程度时, 才产生相位涡旋现象; 弱散射体产生的相位涡旋呈不均匀的堆状分布特征, 不同于强散射体产生的较均匀的相位涡旋分布特征; 弱散射体产生的相位涡旋的密度随散射屏粗糙度的增大而增大, 还随散射距离的增大而增大. 文章对实验结果的成因作了定性解释. 本文的研究对于认识弱散射体的相位及相位涡旋分布特征随粗糙度和散射距离的演化具有重要意义, 而且对于认识散斑场随散射距离的演化

* 国家自然科学基金(批准号: 10974122)和山东省科技发展计划项目(批准号: 2009GG10001005, ZR2009AM025, BS2009SF020)资助的课题.

† E-mail: chengchuanfu@sdu.edu.cn

有一定的帮助.

2 菲涅耳极深区散斑场干涉图样的实验记录及散斑场的提取

我们利用随机散射光与平行参考光干涉得到散斑场的干涉图样, 实验装置如图 1 所示. He-Ne 激光器产生的波长为 $0.6328 \mu\text{m}$ 的线偏振光经分光镜 BS_1 后变为两条光束, 其中一束经过空间针孔滤波器 SPF 和准直透镜 L_1 ($f = 50\text{mm}$) 后形成

平行参考光束; 另一束经平面镜 M_2 反射后垂直穿过一个置于三维纳米移动平台 (NMP) 上的弱散射表面样品 S 形成散斑场. 我们利用一个显微物镜 (MO, $40\times$, 数值孔径为 0.7) 和一个凸透镜 L_2 ($f = 50\text{mm}$) 对紧靠近随机表面的散斑场进行成像, 成像光束经分光镜 BS_2 后与经 M_1 和 BS_2 反射后的参考光束相干涉, 干涉图样由 Cascade-1K 型的科学 CCD (像素个数 1004×1002 , 像素大小 $8\mu\text{m}\times 8\mu\text{m}$) 进行记录. 装置 A 为一系列衰减器, 用于调节参考光光强与散射光光强相当.

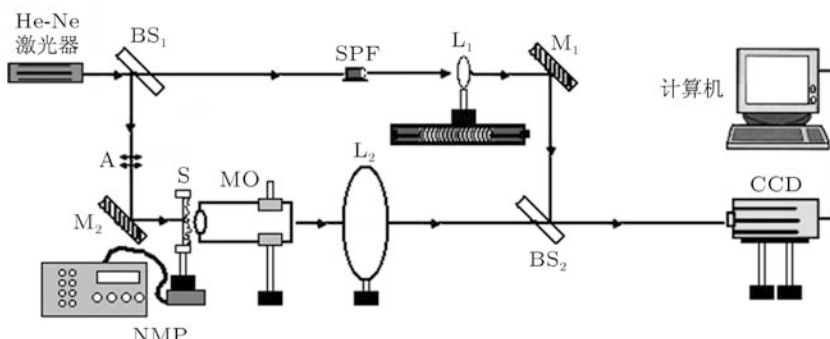


图 1 采集散斑场干涉图样的实验装置

为了获得弱散射体在菲涅耳极深区的散斑场, 首先我们制作弱散射体样品. 为了比较弱散射体与强散射体产生的光场的相位及相位涡旋特征, 我们同时制作一强散射体样品. 我们采用下面的方法制作样品. 用粒度较小的碳化硅粉末 (其粒度分别为 $3.5 \mu\text{m}$, $5 \mu\text{m}$, $7 \mu\text{m}$ 和 $40 \mu\text{m}$) 研磨四块平板玻璃, 研磨后用清水反复冲洗, 去除残留在表面的粉末, 然后用 Autoprobe CP 型原子力显微镜 AFM 测量散射体的形貌. 图 2 自左向右分别是用粒度为 $3.5 \mu\text{m}$,

$5 \mu\text{m}$, $7 \mu\text{m}$ 和 $40 \mu\text{m}$ 的碳化硅粉末研磨出的四个散射体的 AFM 图像. 图 2 中各图采用同一灰度色标. 由于最左边的图像表面的起伏最小, 为清楚起见, 该图中增加了 $0.9\mu\text{m}$ 的背景高度. 由图像可见随着研磨粉粒度增大, 研磨出的散射表面的起伏越来越大. 实验测量中扫描范围为 $40 \mu\text{m}\times 40 \mu\text{m}$, 成像点阵为 256×256 . 在后面的描述中简单起见我们将四个样品依次称为样品 1, 样品 2, 样品 3 和样品 4.

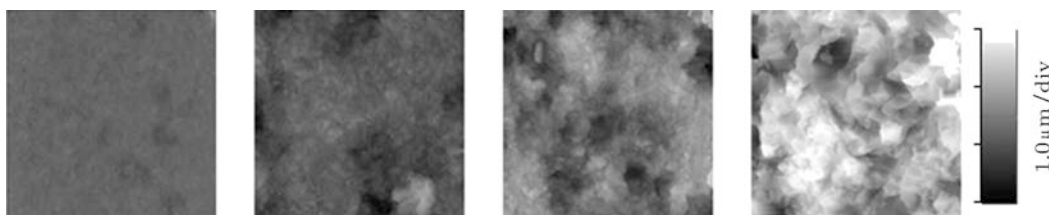


图 2 四个样品的 AFM 图像

为确定四个样品的统计参量, 我们对每一个样品的六个不同区域进行测量, 得到六幅图像. 利用原子力显微镜的图像处理软件计算得到每幅图像的均方偏差粗糙度 w . 运行 FORTRAN 程序得到不同相关间隔时的高度 - 高度相关值, 然后利用自仿射分形表面模型的高度 - 高度相关函数: $H(\rho) = 2w^2\{1 - \exp[-(\rho/\xi)^{2\alpha}]\}$, 在 origin 图

像处理软件中拟合得到每幅图像的横向相关长度 ξ 和分形指数 α . 最后将六幅图像的三个统计参量分别求平均得到的值作为样品的三个统计参量. 图 3 给出了样品 1 的高度-高度相关函数曲线及其拟合曲线. 表 1 为计算得到的四个样品的三个统计参量. 由表 1 明显可见: 样品 1, 2 和 3 的均方偏差粗糙度逐渐增大且都小于实验中所用 He-Ne 激光器的波

长 $0.6328 \mu\text{m}$, 因此三个样品皆为弱散射体. 样品 4 的均方偏差粗糙度大于 $0.6328 \mu\text{m}$, 因此为强散射体. 虽然表征散射体特性的三个参量可以全面的描述表面的特性, 但在菲涅耳深区和极深区, 散射体横向相关长度可以影响散斑场散斑颗粒的大小, 而散射体分形指数主要影响散斑场的分形情况^[15], 且从本文的结果来看, 光场中能否出现相位奇点主要取决于散射体均方偏差粗糙度的大小. 为此本文以散射体均方偏差粗糙度来标记随机表面并研究其相位涡旋的性质.

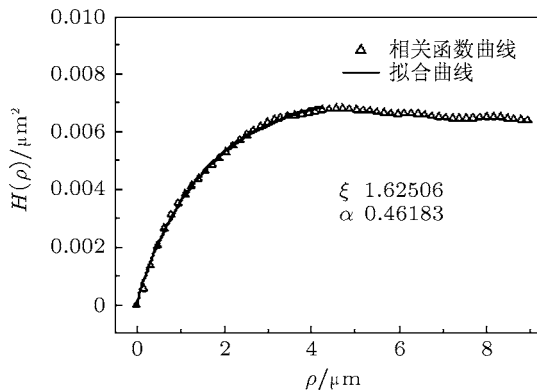


图 3 样品 1 的高度-高度相关函数曲线及其拟合曲线

表 1 样品 1, 2, 3 和 4 的三个特征参量

	样品 1	样品 2	样品 3	样品 4
$w/\mu\text{m}$	0.058	0.265	0.368	0.707
$\zeta/\mu\text{m}$	1.730	4.289	5.148	5.186
α	0.484	0.646	0.748	0.517

实验中, CCD 和显微成像系统位置不动. 为了准确确定样品成清晰像的物面位置, 我们搭好光路后先用白光垂直照射样品. 由于白光的相干性很差, 当样品稍偏离物面几个微米时, 我们在电脑屏幕上明显可见像变得模糊. 通过三维纳米平台慢慢地沿纵向移动样品直到我们能够在电脑屏幕上观察到样品的清晰像为止.

确定物面位置后, 换用激光垂直照射弱散射体, 此时 CCD 记录的是散射体表面的散斑场. 当沿入射光的反方向移动纳米平台使散射体逐渐远离显微系统时, 散射体后的散斑场依次经过物面位置, 这样利用显微系统和 CCD 我们获得了菲涅耳极深区不同位置处的像面散斑场.

为了计算出该系统的放大率, 我们横向移动纳米平台上的散射样品. 当把样品横向移动 $48 \mu\text{m}$ 时, CCD 记录的像移动了 1004 个像素, 即移动了 $8032 \mu\text{m}$. 由此可以计算出系统的放大倍数

为 167.3, 所以记录的每幅散斑图在物面上的大小为 $48 \mu\text{m} \times 47.9 \mu\text{m}$.

图 4(a) 为一幅直接用 CCD 记录的散斑场干涉图样的局部分布情况. 像面光场的范围为 $1200 \mu\text{m} \times 1200 \mu\text{m}$, 灰度等级为 32. 可以看出, 散斑场中干涉条纹几乎平行分布, 有些地方出现条纹分岔现象, 我们知道这些分岔点处即是相位涡旋的位置. 图 4(b) 为 (a) 图的傅里叶频谱. 下面我们从理论上简单分析利用干涉图样提取散斑场和散斑场实部与虚部的原理. 假设散斑场和平行参考光的复振幅分别记为

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

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

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 $U(x, y)$ 的相位, 周期为 2π , 我们在本文中定义它的取值范围为 $-\pi-\pi$. f_{0x} 和 f_{0y} 为参考光的空间频率, 它们的大小决定了干涉条纹的方向和疏密. 实验过程中可以通过调节分光镜 BS_2 来改变 f_{0x} 和 f_{0y} 的取值. 散斑场与参考光的干涉场的强度分布为

$$I_1(x, y) = |U(x, y) + r(x, y)|^2 \\ = U(x, y)U^*(x, y) + r(x, y)r^*(x, y) \\ + U(x, y)r^*(x, y) + U^*(x, y)r(x, y), \quad (3)$$

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

$$I_f(f_x, f_y) \\ = B_f(f_x, f_y) + U_f(f_x, f_y) \otimes \delta(f_x + f_{0x}, f_y + f_{0y}) \\ + U_f^*(f_x, f_y) \otimes \delta(f_x - f_{0x}, f_y - f_{0y}) \\ = B_f(f_x, f_y) + U_f(f_x + f_{0x}, f_y + f_{0y}) \\ + U_f^*(f_x - f_{0x}, f_y - f_{0y}), \quad (4)$$

其中, “ \otimes ” 表示求卷积, $B_f(f_x, f_y)$ 为 (3) 式中前两个实数项的傅里叶变换, 即零级频谱. 对应图 4(b) 的中间亮斑, 而 $U_f(f_x + f_{0x}, f_y + f_{0y})$ 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, 对应图 4(b) 右侧和左侧的亮斑. 由图 4(b) 可见正负一级频谱对称分布在零级频谱两侧, 且分离的距离由 f_{0x} 和 f_{0y} 的取值决定. 把图 4(b) 中右侧的频谱 $U_f(f_x + f_{0x}, f_y + f_{0y})$ 沿 f_{0x} 和 f_{0y} 方向

分别平移 f_{0x} 和 f_{0y} 到坐标原点处, 则表达式变为 $U_f(f_x, f_y)$, 对它的数据进行逆傅里叶变换即可得到散斑场的复振幅 $U(x, y)$, 进而计算出散斑场的

强度 $I(x, y) = |U(x, y)|^2$, 由 $\varphi(x, y) = \arg[U(x, y)]$ 可以求出散斑场的相位分布. 这就是利用傅里叶变换法提取散斑场的原理.

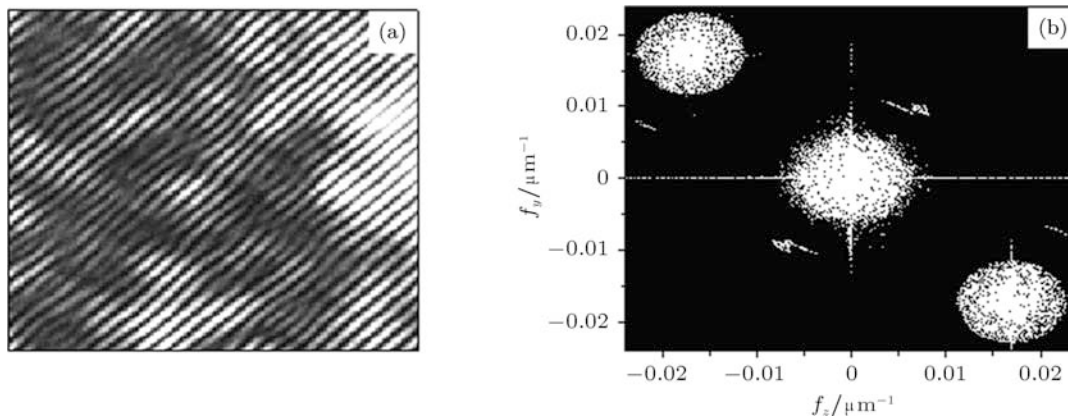


图 4 散斑场干涉图及其傅里叶频谱 (a) 散斑场干涉图; (b) 傅里叶频谱

在利用傅里叶变换方法提取散斑场的过程中, 需要准确确定参考光的空间频率. 空间频率稍不准确, 会严重影响提取出的光场的相位分布. 我们拍摄了光路中无散射体时的光场, 即入射光场. 图 5 为提取出的入射光场的相位分布图. 灰度的取值范围是从 $-\pi$ 到 π , 共分八个灰度等级. 像面光场的范围为 $8000 \mu\text{m} \times 8000 \mu\text{m}$. 图 5(a) 提取过程中参考光的空间频率 $f_{0x} = -0.016905 \mu\text{m}^{-1}$, $f_{0y} = 0.017235 \mu\text{m}^{-1}$. 图 5(b) 提取过程中参考光的空间频率 $f_{0x} = -0.01695 \mu\text{m}^{-1}$, $f_{0y} = 0.017325 \mu\text{m}^{-1}$. 通过比较明显可见, 参考光的空间频率稍不准确, 严重影响光场的相位分布. 因此在利用干涉图样提取散斑场的过程中, 我们反复调试参考光的空间

频率, 直到提取出的入射光场的相位分布为球面波为止. 这是因为当参考光的空间频率调整不准时, 所获得光场的相位被叠加上线性变化的初始增量, 并会使相位分布图形呈现严重的不对称性, 虽然这对相位涡旋的性质不会产生影响, 但会给分析带来不便. 同理, 如果入射光的相位改变时, 对散斑场的相位也会产生影响, 而散斑相位涡旋一般具有局域分布特性, 在入射光场的相位整体或在较大空间尺度上变化时, 其对菲涅耳极深区散斑场相位涡旋的性质不会有较大影响. 受实验成像系统的影响, 图 5(b) 不是理想的球面波的相位分布图, 但我们仍可由该相位图得出入射光为球面波的结论.

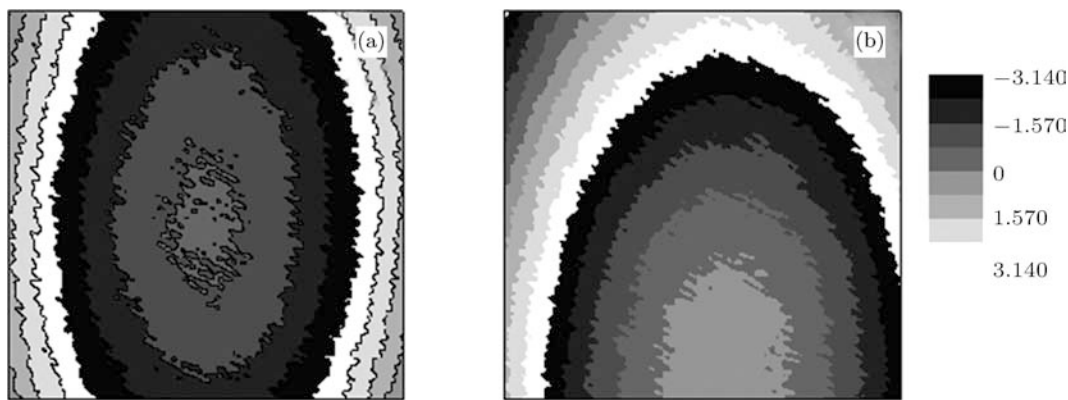


图 5 参考光的空间频率不同时的入射光场的相位分布 (a) $f_{0x} = -0.016905 \mu\text{m}^{-1}$, $f_{0y} = 0.017235 \mu\text{m}^{-1}$; (b) $f_{0x} = -0.01695 \mu\text{m}^{-1}$, $f_{0y} = 0.017325 \mu\text{m}^{-1}$

实验中可以用两种方法得到同一个散斑场, 一种是利用前面所述的傅里叶变换法提取, 一种是在实验中遮挡住参考光后用 CCD 直接记录. 图 6 给

出了利用傅里叶变换方法提取的结果. 图 6(a) 为直接记录的参考光与散斑场干涉后的强度分布图. (b) 是由 (a) 经傅里叶变换方法提取出的散斑场光强分

布图. (c) 是无参考光时直接记录的与 (a) 对应的光强分布图. 可以看出两幅图的明暗分布情况即灰度的相对分布是一样的. 另外 (c) 中存在一些噪声信号和对比度较差的条纹, 这些噪声信号主要是 CCD 的电噪声, 而条纹可能是由于 CCD 的玻璃输入窗口对光波多次反射和折射形成的高频干涉条纹, 如果再考虑到画图时灰度标准取值范围的不同, 可见

利用傅里叶变换法提取出来的散斑图与实验直接记录的结果符合得非常好, 而且经过两次傅里叶变换, 有效过滤了实验数据中的噪声. 另外更重要的是利用该方法我们提取出了实验中散斑场的复振幅分布. 图6(d)和(e)分别是提取出的(b)散斑场的实部和虚部. (f)是(b)散斑场的相位分布图. 图6中光强和实虚部的灰度等级为32, 相位的灰度等级为8.

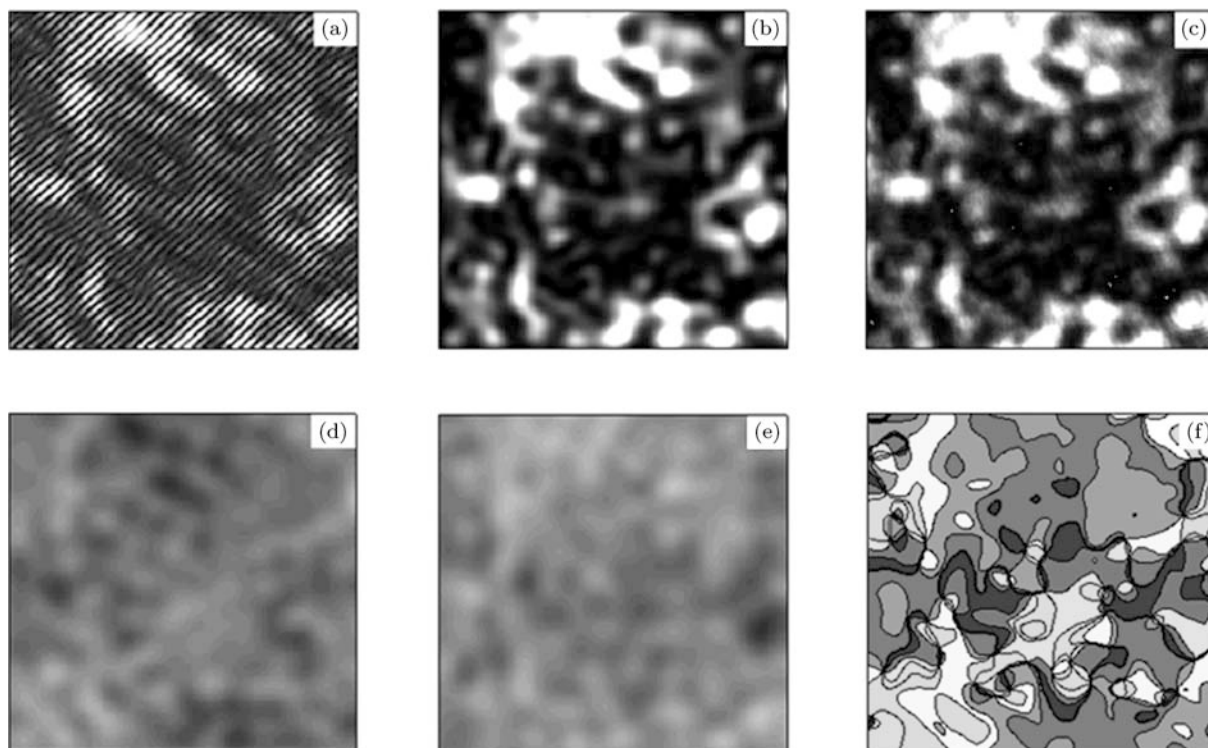


图6 傅里叶变换法提取的散斑场 (a) 参考光与散斑场干涉后的强度分布; (b) 傅里叶变换方法提取出的散斑场光强分布; (c) 直接记录的光强分布; (d) 提取出的散斑场的实部; (e) 提取出的散斑场的虚部; (f) 相位分布图

3 弱散射体产生的菲涅耳极深区散斑场中相位随散射体粗糙度和散射距离的演化

图7给出了不同样品表面上及样品表面后不同距离处的散斑场的相位分布灰度图. 图中光场的取值范围都为 $8000 \mu\text{m} \times 8000 \mu\text{m}$, 相位的取值范围从 $-\pi$ 到 π , 共分八个灰度等级, 相邻区域的相位差是 $\pi/4$, 每条等相线代表区间 $[-\pi, \pi]$ 上的一个相位值. 通过比较明显看出: 1) 当散射距离一定时, 弱散射体光场的相位随机起伏随散射体粗糙度的增大变得越来越剧烈. 2) 光场的相位随机起伏随散射距离的增大变得越来越剧烈.

首先, 我们以散射距离 $z = 0 \mu\text{m}$ 时为例来分析当散射距离一定时弱散射体光场的相位分布特征随散射体的粗糙度的变化. 如图7所示, 当弱散射体的粗糙度很小时, 例如样品1, 其散射光场的相位分布与无散射屏时光场的相位分布大致相似, 是比较有规律的球面波分布, 相位的随机起伏最平缓. 样品2比样品1的相位随机起伏变得稍剧烈些, 但仍可看出无散射屏时相位分布的大概轮廓, 其相位值在 $-0.75 \text{ rad} - 0.75 \text{ rad}$ 范围内的相位分布范围最广, 以其为背景, 出现了少数不规则的球面子波的相位分布. 弱散射体样品3的相位起伏比较剧烈, 同一区间的相位较均匀的分布在整个光场中. 样品4的相位起伏最剧烈, 同一区间的相位在整个光场中的分布最均匀.

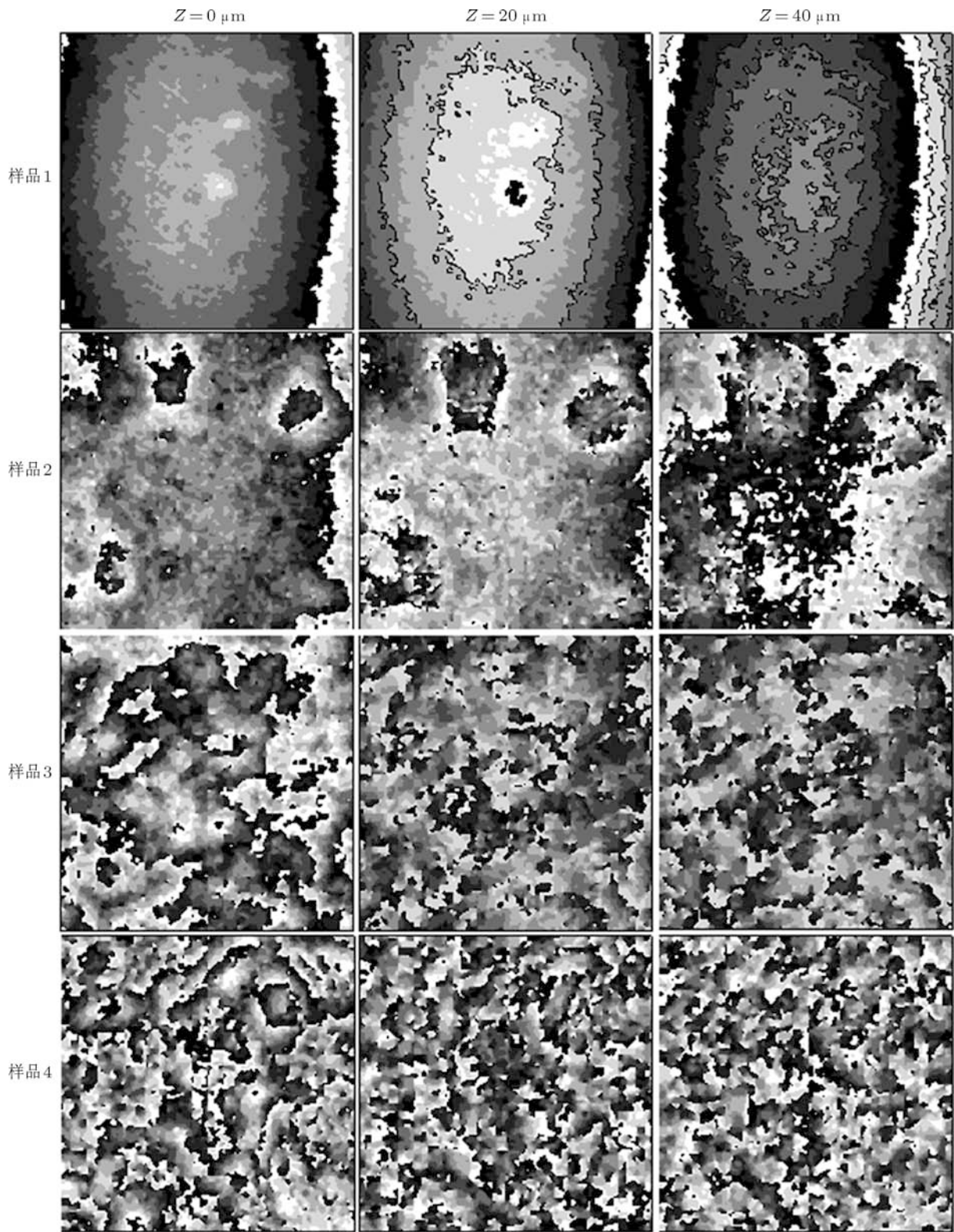


图 7 不同样品不同散射距离处的散斑场的相位分布

图 8 给出了图 7 中 $z = 0\mu\text{m}$ 时各样品的相位概率密度统计. 由图可见, 样品 1 与样品 2 的相位概率密度分布与无散射屏时的相位概率密度分布类似, 存在相位概率密度的最大值, 随着样品粗糙

度逐渐增大, 相位概率密度的最大值逐渐减小, 散射光场相位的概率密度分布逐渐变为比较均匀的分

布. 下面我们分析相位分布随粗糙度变化的原因.

通常弱散射体的散射光场可看做复平面内具有圆形高斯统计的无规移动与一个恒定相矢的和. 当入射光垂直照射弱散射体后, 在弱散射体的后面垂直入射光的方向放置一观察屏, 我们清楚可见在观察屏上有一较明亮的光点, 其周围是呈辐射状, 离光点越远越来越弱的散射光场. 当散射体的粗糙度越来越大时, 观察屏上的光点越来越弱, 周围的散射光场越来越强, 而且散射光场的范围越来越大. 与观察屏中光点对应的散射光的方向与原入射光的方向一致, 我们称之为散射光的直透分量, 其余部分为散射分量. 直透分量为复平面内的恒定矢量, 散射分量构成复平面内的无规移动. 弱散射体的散斑场是来自不同基元的直透分量与散射分量相互干涉叠加的结果. 由于散射体表面的高度随机分布, 因此, 来自散射体不同基元的各个子波的振幅和相位及传播方向都是随机的. 无散射屏时的光场无散射分量, 因此无散射屏时光场的相位分布是规则的球面波分布. 当弱散射体表面的粗糙度很小时, 散射光中的直透分量很强, 散射分量很弱, 来自各散射基元的子波的振幅和相位及传播方向的差别较小, 而且在观察面距离散射体很近时, 对观察面上任一点的光场有贡献的是几个相邻的散射基元. 当来自它们的直透分量与散射分量相遇干涉叠加后生成的光场的相位与原直透光分量的相位差别很小. 因此样品 1 在 $z = 0 \mu\text{m}$ 时的相位分布与无散射屏时的相位分布大致相近, 如图 9 所

示. 图 9 给出了 $z = 0 \mu\text{m}$ 时样品 1 与无散射屏时的相位分布比较图. 图中相位的取值范围是从 $-\pi$ 到 π , 共分 16 个灰度等级. 受散射屏粗糙度的影响, 与无散射屏时相位分布不同的是: 等相线变得不规则, 相邻两等相线之间出现了小于两等相线相位之差的微弱的相位随机起伏. 随着弱散射体表面的粗糙度越来越大, 散射光中的直透分量越来越弱, 散射分量越来越强, 而且来自各散射基元的子波的振幅和相位及传播方向的差别越来越大, 对观察面上任一点的光场有贡献的散射基元数目越来越多, 因此观察面上光场的相位随机起伏越来越剧烈, 同一区间的相位在光场中的分布越来越均匀.

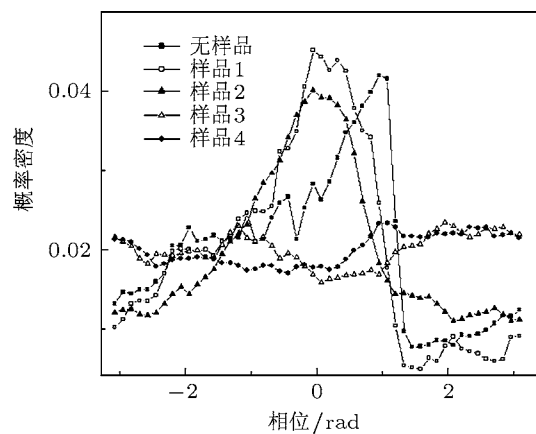


图 8 $z = 0 \mu\text{m}$ 时各样品的相位概率密度分布

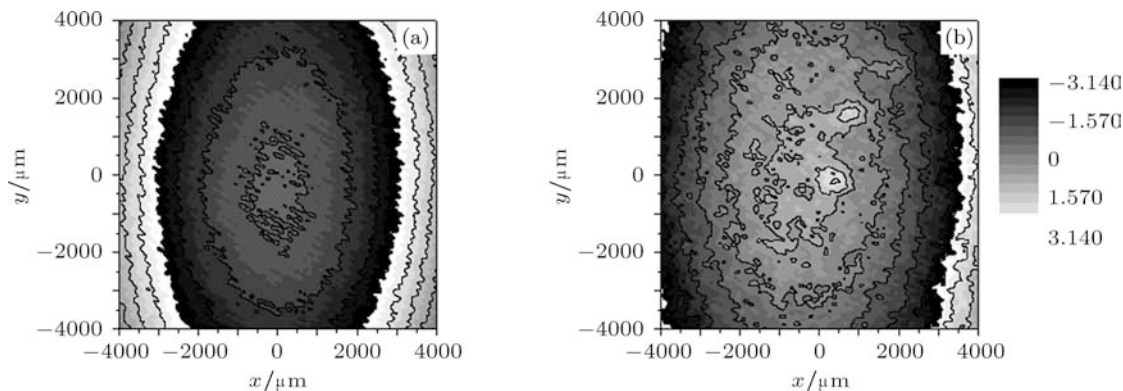


图 9 比较入射光与样品 1 的相位分布 (a) 无散射屏; (b) 样品 1

从图 7 中我们还可看出, 当样品一定时, 随散射距离增大, 散射光场的相位随机起伏变得越来越剧烈, 同一区间的相位在整个光场中的分布越来越均匀. 如图 7 中样品 1 随散射距离增大, 等相线变得越来越不规则; 从样品 2 清楚可见, 散射光场中的子波随散射距离增大在观察面的投影半径变

得越来越大, 当散射距离等于 $40 \mu\text{m}$ 时, 它们相遇干涉叠加. 样品 3 与样品 4 的散射光场随散射距离增大, 同一区间的相位在整个光场中的分布越来越均匀. 图 10 给出了样品 2 在不同散射距离处的相位概率密度分布. 由图可见随散射距离增加, 相位概率密度的最大值呈逐渐减小趋势. 这是因为

随着散射距离增大,对观察面上任一点的光场有贡献的散射基元数目越来越多,来自不同散射基元的散射光随机叠加,相位随机起伏变得越来越剧烈.

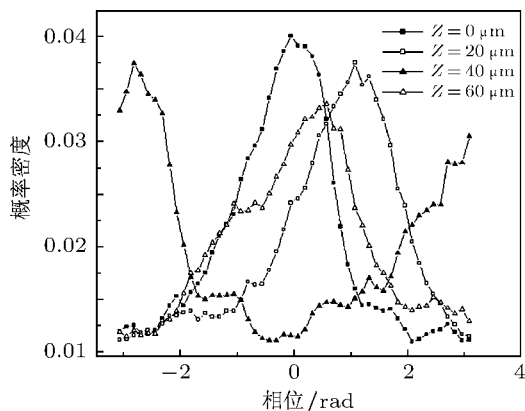


图 10 样品 2 在不同散射距离处的相位概率密度分布

4 弱散射体产生的菲涅耳极深区散斑场中相位涡旋随散射体粗糙度和散射距离的演化

我们再来分析弱散射体相位涡旋的分布特征.图 11 给出了与图 7 一一对应的无色标的局部等相线图.图中光场的取值范为 $2000 \mu\text{m} \times 2000 \mu\text{m}$,从图 11 可看出,样品 1 的光场中无相位涡旋,样品 2, 3 和 4 的光场中有相位涡旋,也就是说弱散射体的粗糙度大到一定程度时才可产生相位涡旋;在 $z = 0 \mu\text{m}$ 时即在散射体表面上的散射光场中存在相位涡旋.我们还可看到菲涅耳极深区的等相位曲线不像远场那样呈网络状,而是呈不均匀的堆状分布.在大部分区域分布的很稀疏,相位涡旋的个数很少,出现大片没有相位涡旋的现象.对于粗糙度较大的弱散射体,出现了大量的大小不一的闭合的实虚部零值线构成的小圈,随粗糙度增大,闭合的实虚部零值线构成的小圈的面积逐渐增大,数量也越来越多,产生的孪生涡旋的个数越来越多.另外,对于粗糙度较大的弱散射体,随散射距离增加,实虚部零值线构成的小圈的面积逐渐增大,孪生涡旋的个数越来越多.图 12 给出了与图 7 一一对应的实虚部零值线分布图.其中实线为实部零值线,虚线为虚部零值线.表 2 统计出了图 12 各图中相位涡旋个数.从图 12 以及表 2 的统计结果明显可见: 1) 当散射距离一定时,随散射体的粗糙度增大,实虚部零值线变得越来越密集,相位涡旋的平均密度变得越来越大,相位涡旋的分布变得越来越均匀.

2) 对于粗糙度较大的弱散射体,光场的实虚部零值线随散射距离的增大变得越来越密集,相位涡旋的平均密度变得越来越大.

下面我们分析相位涡旋分布特征产生的原因.我们知道,虚部零值线上各点的相位值为 0 或者 π ,实部零值线上各点的相位值为 $\pi/2$ 或者 $3\pi/2$.当散射体的粗糙度很小时,散射光场中的直透分量很强,散射分量很弱,对观察面上一点光场有贡献的散射基元的数目很少,因此入射球面波的实虚部零值线受散射子波的影响变得稍不规则,仅在实虚部零值线之间出现了小于 $\pi/2$ 的微弱相位随机起伏.因此样品 1 的光场分布与无散射屏时相比,没有出现新的实虚部零值线.当弱散射体的粗糙度增大时,散射光中的直透分量变弱,散射分量变强,对观察面上一点光场有贡献的散射基元的数目增加,来自各散射基元的子波的振幅和相位及传播方向的差别越来越大,不同散射基元的光分量相遇干涉叠加后的光场相位为 0, π , $\pi/2$ 和 $3\pi/2$ 的概率变大.在直透分量的强度仍大于散射分量强度的情况下,大片区域的相位随机起伏仍然比较平缓,个别区域相位随机起伏剧烈,因此出现大小不一的闭合的实虚部零值线构成的小圈,小圈交叉而形成的孪生涡旋对的概率较小,因此相位涡旋的平均密度较小.当弱散射体的粗糙度更大时,散射光中的直透分量更弱,散射分量更强,相位随机起伏剧烈的区域越来越多,闭合的实虚部零值线构成的小圈越来越多,并且越来越大,小圈交叉而形成孪生涡旋对的概率越来越大,因此,相位涡旋的平均密度变得越来越大.当弱散射体的粗糙度进一步增大时,散射光中的直透分量变得比散射分量弱,实虚部零值线构成的许多小圈相互交叉而不可分辨,相位涡旋的平均密度变得更大.对于粗糙度较大的弱散射体,随散射距离增加对观察面上一点光场有贡献的散射基元的数目增加,不同散射基元的光分量相遇干涉相消的概率变大,因此实虚部零值线变得越来越密,相位涡旋的平均密度变得越来越大.但是对于很弱的散射体,散射距离增加时,虽然对观察面上一点光场有贡献的散射基元的数目增加,但是直透光分量强,而且来自各散射基元的子波的振幅和相位及传播方向的差别很小,因此,直透分量与各散射子波相遇干涉叠加后生成的光矢量与原直透光分量的差别很小,也就是说散射屏很弱时,随散射距离增加也不会有相位涡旋产生.

需要指出的是,在文献 [13] 和 [14] 的实验结果中,未在靠近散射体的位置观测到相位涡旋.在本

文的结果中,在界面和离界面 $20\ \mu\text{m}$, $40\ \mu\text{m}$ 处均存在相位涡旋.实际上前者采用像面散斑作为界面散斑,且以普通透镜作为成像透镜,通常其数值孔径较小,这难以接收到散射光场的高频成分.而在本

文界面散斑测量中,我们使用的是数值孔径为 0.7 的显微物镜,可以接收经界面散射的绝大部分散射光.我们认为,本文的实验结果相对来说更加可靠.

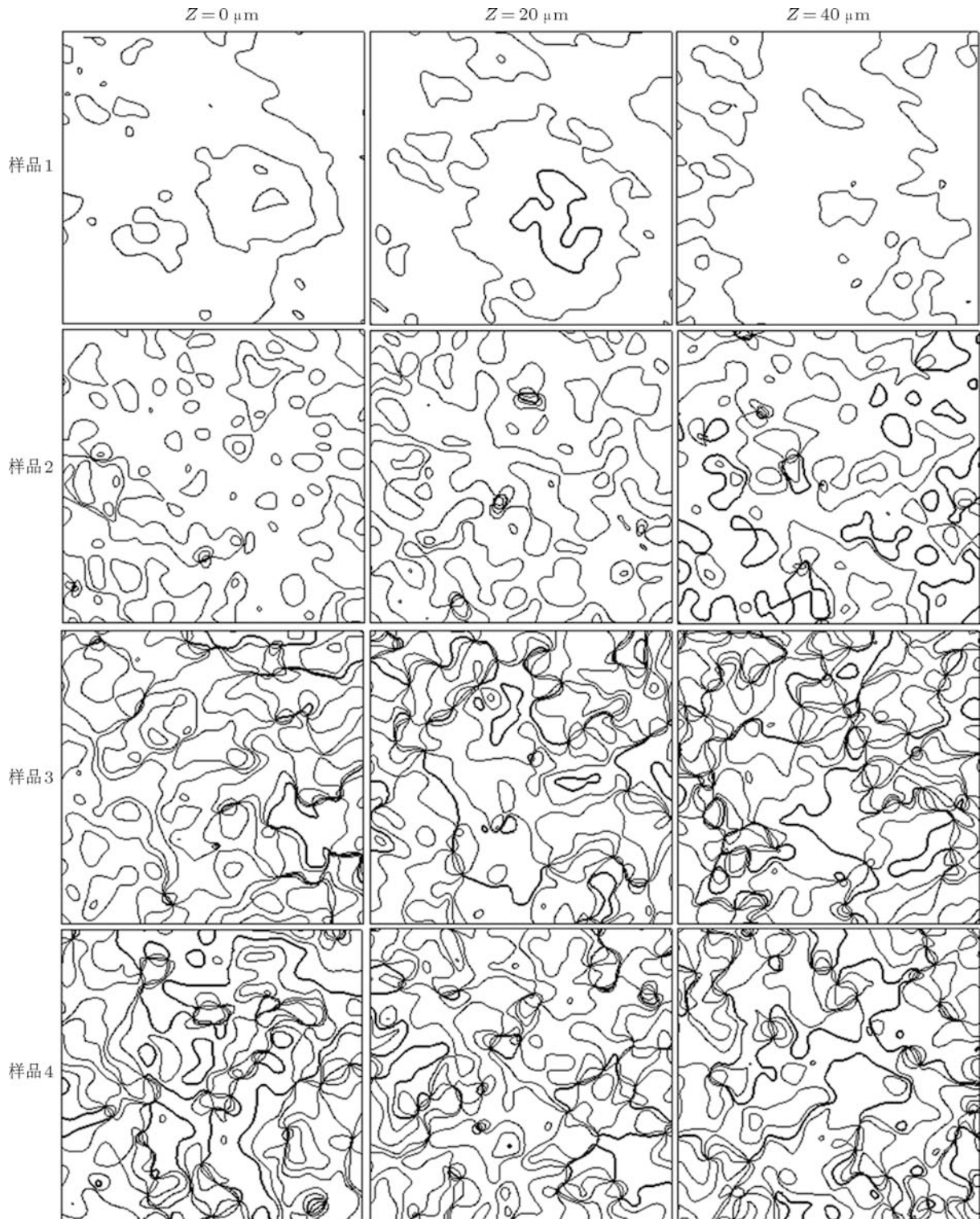


图 11 与图 7 对应的无色标的局部等相线分布

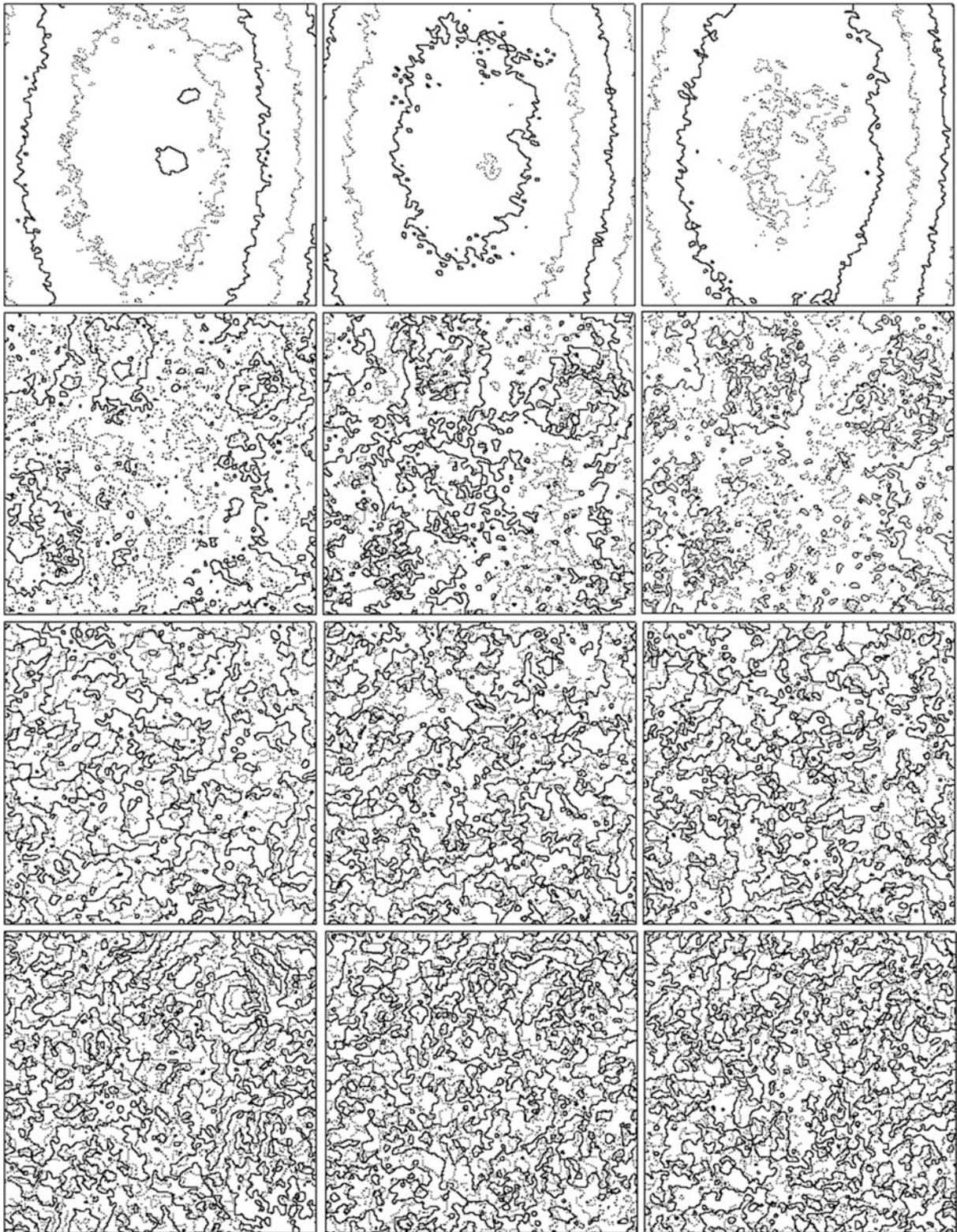


图 12 图 7 各图的实虚部零线分布

表 2 不同样品不同散射距离处的相位涡旋个数

	$z = 0 \mu\text{m}$	$z = 20 \mu\text{m}$	$z = 40 \mu\text{m}$
样品 1	0	0	0
样品 2	166	611	768
样品 3	293	681	688
样品 4	961	1233	1274

5 结论

本文实验研究了弱散射体在菲涅耳极深区产生的光场的相位及相位涡旋随散射体的粗糙度和散射距离的演化, 并对其成因作了定性解释. 发现当散射距离一定时, 随弱散射体粗糙度的增大相位

随机起伏越来越剧烈, 相位分布越来越均匀; 对于某一确定的弱散射体, 随散射距离的增大, 相位随机起伏越来越剧烈, 相位分布越来越均匀; 弱散射体的粗糙度很小时, 不会有相位涡旋产生; 散射体表面上存在相位涡旋; 对于粗糙度较大的弱散射体, 散射距离一定时, 随弱散射体粗糙度增大, 相位涡旋的平均密度增大; 对于某一确定的粗糙度较大的弱散射体, 随散射距离增大相位涡旋的平均密度逐渐变大. 本文的研究对于认识弱散射体的相位及相位涡旋随粗糙度和散射距离的演化具有重要意义, 而且对于进一步认识散斑场随散射距离的演化有一定的帮助.

-
- [1] Nye J F, Berry M V 1974 *Proc. R. Soc. London A* **336** 165
- [2] Harris M 1995 *Contemporary Physics* **36** 215
- [3] Dainty J C 1975 *Laser Speckle and Related Phenomena* (Berlin: Springer-Verlag) p29
- [4] Liu P S 1987 *Fundamentals of statistical optics of speckles* (Beijing: Science Press) p7 (in Chinese) [刘培森 1987 散斑统计光学基础 (北京: 科学出版社) 第 7 页]
- [5] Song H S, Cheng C F, Teng S Y, Liu M, Liu G Y, Zhang N Y 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 7654 (in Chinese) [宋洪胜, 程传福, 滕树云, 刘曼, 刘桂媛, 张宁玉 2009 物理学报 **58** 7654]
- [6] Liu M, Cheng C F, Song H S, Teng S Y, Liu G Y 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 5376 (in Chinese) [刘曼, 程传福, 宋洪胜, 滕树云, 刘桂媛 2009 物理学报 **58** 5376]
- [7] Song H S, Cheng C H, Liu M, Teng S Y, Zhang N Y 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 3887 (in Chinese) [宋洪胜, 程传福, 张宁玉 2009 物理学报 **58** 3887]
- [8] Takeda M, Hideki I, Kobayashi S 1982 *J. Opt. Soc. Am.* **72** 156
- [9] Bone D J, Bachor H A, Sandeman R J 1986 *Appl. Opt.* **25** 1653
- [10] Yamaguchi I, Zhang T 1997 *Opt. Lett.* **22** 1268
- [11] Iaconis C, Walmsley I A 1998 *Opt. Lett.* **23** 792
- [12] Cuhe E, Marquet P, Depeursinge C 2000 *Appl. Opt.* **39** 4070
- [13] Baranova N B, Zel'dovich B Ya, Mamaev A V, Pilipetsky N F, Shkukov V V 1981 *Jetp. Lett.* **33** 195
- [14] Baranova N B, Mamaev A V, Pilipetsky N F, Shkukov V V, Zel'dovich B Ya 1983 *J. Opt. Soc. Am. A* **73** 525
- [15] Cheng C F, Liu M, Zhang N Y, Teng S Y, Song H S, Xu Z Z 2004 *Europhys. Lett.* **65** 779

Experimental study of the evolution of phase vortices in the speckle fields generated by weak scattering screens in the extremely deep Fresnel diffraction region*

Chen Xiao-Yi¹⁾²⁾ Liu Man³⁾ Li Hai-Xia⁴⁾ Zhang Mei-Na¹⁾
Song Hong-Sheng⁵⁾ Teng Shu-Yun¹⁾ Cheng Chuan-Fu^{1)†}

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

2) (School of Physics and Technology, University of Jinan, Jinan 250022, China)

3) (School of Mathematical and Physical Sciences, Shandong Institute of Light Industry, Jinan 250353, China)

4) (Department of Information Science and Technology, Shandong University of Political Science and Law, Jinan 250014, China)

5) (School of Science, Shandong Jianzhu University, Jinan 250101, China)

(Received 2 June 2011; revised manuscript received 4 August 2011)

Abstract

The amplitude of speckles which are in the extremely deep Fresnel diffraction region and generated by weak scattering screens is extracted. It is found that when scattering distance is fixed, the property of phase distribution varies with weak scattering screen roughness. For a weak scattering screen, the phase distribution property changes with scattering distance. The phase vortex phenomenon does not appear until the surface of weak scattering screen is rough enough. It is interesting that there are phase vortices on scattering screen surface. The phase vortex density will rise when scattering screen becomes rougher or scattering distance turns larger. Experimental results are helpful to realize that the phase and the phase vortex distribution property vary with roughness of weak scattering screen and scattering distance which lies in the extremely deep Fresnel diffraction region. Moreover, the results contribute to the understanding of the speckle field evolution with scattering distance.

Keywords: phase vortices, weak scattering screen, phase

PACS: 42.25.Fx, 42.30.Ms

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10974122), and the Science and Technology Development Program of Shandong Province, China (Grant Nos. 2009GG10001005, ZR2009AM025, BS2009SF020).

† E-mail: chengchuanfu@sdu.edu.cn